

**Thermisch und kohärent:**

# **Erzeugung neuartiger Lichtzustände mittels Quantenpunkt- Superlumineszenzdiioden**

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte  
Dissertation von Dipl. Phys. Martin Blazek aus Hanau  
August 2012 – Darmstadt – D17  
Fachbereich Physik – Institut für Angewandte Physik – AG Halbleiteroptik



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Thermisch **und** kohärent:

Erzeugung neuartiger Lichtzustände mittels Quantenpunkt-Superlumineszenzdiode

genehmigte Dissertation von Dipl. Phys. Martin Blazek aus Hanau

1. Gutachten: Prof. Dr. W. Elsässer

2. Gutachten: Prof. Dr. Th. Walther

Tag der Einreichung: 23.11.2011

Tag der Prüfung: 19.12.2011

Darmstadt – D17

---

---

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>1.....Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2.....Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1. Kohärenzeigenschaften von elektromagnetischer Strahlung	5
2.1.1. Korrelationen erster Ordnung	7
2.1.2. Zeitliche Kohärenz erster Ordnung	7
2.1.3. Räumliche Kohärenz erster Ordnung	10
2.1.4. Zeitliche Kohärenz zweiter Ordnung	11
2.2. Intensitätsrauschverhalten von Lichtquellen	13
2.3. Quantenpunkt-Superlumineszenzdioden (QP-SLDs)	19
2.3.1. Quantenpunkt-Gewinnmedien	20
2.3.2. Superlumineszenzdioden	24
<b>3.....Kohärenz- und Rauscheigenschaften der QP-SLD bei Raumtemperatur</b>	<b>27</b>
3.1. Kohärenzeigenschaften der QP-SLD bei Raumtemperatur	30
3.1.1. Kohärenzeigenschaften in 1.Ordnung	30
3.1.2. Kohärenzeigenschaften in 2.Ordnung	37
3.2. Intensitätsrauschen der QP-SLD bei Raumtemperatur	50
<b>4.....Reduktion des Intensitätsrauschens durch Kohärenzkontrolle in 1. Ordnung</b>	<b>63</b>
4.1.1. Spektral-selektive Rückkopplung	63
4.1.2. Inkohärente Kopplung zweier SLDs	68
<b>5.....Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts in QP-SLDs bei tiefen Temperaturen</b>	<b>73</b>
5.1. Optische Ausgangsleistung	74
5.2. Optische Spektralanalyse und spektral-aufgelöste Leistungskennlinien	75
5.3. Spektraler Gewinn	77
5.4. Kohärenzeigenschaften in 1. Ordnung	82
5.5. Kohärenzeigenschaften in 2. Ordnung	83
5.6. Intensitätsrauschen hybrid-kohärenten Lichts	87
<b>6.....Verallgemeinerte Beschreibung des Intensitätsrauschens für hybrid-kohärentes Licht</b>	<b>92</b>
<b>7.....Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>97</b>
<b>8.....Summary</b>	<b>99</b>
<b>9.....Literaturverzeichnis</b>	<b>101</b>
<b>10. ..Publikationsliste</b>	<b>108</b>
<b>11. ..Danksagung</b>	<b>110</b>
<b>12. ..Lebenslauf</b>	<b>111</b>

---

## 1. Einleitung

---

Seit jeher ist das Leben geprägt von visuellen Eindrücken. Bei der Wahrnehmung der Umwelt und der Interaktion mit der Gesellschaft stellt der Sehsinn das zentrale Sinnesorgan dar und macht Licht zu einem der bedeutendsten Phänomene der Menschheit. Dies begründet das unermüdliche menschliche Interesse an der Natur des Lichts. Ohne Zweifel gehören daher die Untersuchungen zur Entstehung und Charakterisierung von elektromagnetischer Strahlung zu den fundamentalsten und am meisten erforschten Fragestellungen der Wissenschaft.

Ausgehend von den grundlegenden Arbeiten von Huygens [1], Young [2] und Maxwell [3] zur Wellentheorie des Lichts legten die Pionierarbeiten von Planck [4] und Einstein [5] auf dem Gebiet der Schwarzkörperstrahlung den Grundstein für die Formulierung der modernen Quantentheorie des elektromagnetischen Feldes [6]. Dabei lösten Untersuchungen zu den Korrelationseigenschaften von Licht immer wieder heftige wissenschaftliche Kontroversen aus. Ein prominentes Beispiel sind hier die Arbeiten von Hanbury-Brown und Twiss [7], die den Effekt des Photonenklumpens (engl.: photon-bunching) erstmals experimentell nachweisen konnten. Ein tieferes Verständnis der Korrelationseigenschaften von Licht wurde mit der Formulierung einer einheitlichen Kohärenztheorie durch Glauber [8] ermöglicht. Seither hat sich der Kohärenzbegriff zur Charakterisierung der Korrelationseigenschaften elektromagnetischer Strahlung etabliert.

Die Kohärenzeigenschaften in erster Ordnung beschreiben dabei die Korrelationen des elektrischen Feldes und sind eng mit den spektralen Eigenschaften der Lichtquelle verknüpft [9]. Die Kohärenz in zweiter Ordnung charakterisiert die Korrelationen der Lichtintensität und gibt Aufschluss über die Photonenstatistik, also die zeitliche Verteilung der Photonen im Strahlungsfeld [10]. Die Kohärenzeigenschaften des Lichts sind eng mit der Art des Photonenemissionsprozesses verknüpft. Hierbei werden die spontane und stimulierte Emission unterschieden.

Die spontane Emission beschreibt die ungerichtete, zufällige Erzeugung von Licht die auf der natürlichen Relaxation eines meist thermisch oder elektrisch angeregten Ensembles von Atomen oder Molekülen beruht. Der spontane Emissionsprozess dominiert in klassischen Schwarzkörperstrahlern, wie der Sonne oder Glühlampen, aber auch in Gasentladungslampen und lichtemittierenden Dioden. Das resultierende Strahlungsfeld wird als thermisches Licht bezeichnet [11]. In dieser Arbeit ist der Begriff des thermischen Lichts enger gefasst und bezeichnet breitbandige elektromagnetische Strahlung mit einer spektralen Bandbreite im THz-Bereich. Eine solch breitbandige Emission resultiert in einer kurzen Kohärenzzeit erster Ordnung, die im Bereich weniger Femtosekunden liegt, und damit hochgradig inkohärent ist. In zweiter Ordnung werden bei thermischen Emittoren erhöhte Korrelationen beobachtet, die ein Indiz für starke Intensitätsfluktuationen sind und auf den Effekt des Photonenklumpens zurückzuführen sind. Die zeitliche Verteilung der Photonen wird dabei durch die Bose-Einstein-Statistik beschrieben [5].

Im Gegensatz zur spontanen Emission, die ohne äußere Einwirkung erfolgt, wird die stimulierte Emission durch ein passierendes Photon induziert. Das neu erzeugte Photon übernimmt dabei die optischen Eigenschaften des Induzierenden und kann somit als dessen identische Kopie betrachtet werden. Damit diese Verstärkung einsetzt, muss jedoch der Prozess der stimulierten Emission

---

wahrscheinlicher als die Absorption des Photons sein. In der Regel wird hierzu ein Nicht-Gleichgewichtszustand, die Besetzungsinversion, in einem Mehrniveausystem realisiert. Die stimulierte Emission stellt die Grundlage für die Erzeugung von Laserlicht dar, das seit seiner ersten, bahnbrechenden Realisierung durch Maiman [12] viele Bereiche in der Wissenschaft und der Anwendung revolutioniert hat. Als Signatur des stimulierten Emissionsprozesses, ist Laserlicht hochgradig kohärent. In erster Ordnung führt die schmalbandige, nahezu monochromatische Emission zu einer extrem langen Kohärenzzeit im Bereich von bis zu 100 Sekunden [13]. In zweiter Ordnung führt der stark-synchronisierte Emissionsprozess zu einem regularisierten Photonenstrom, der durch die Poisson-Statistik beschrieben wird [14]. Die Intensitätskorrelationen kohärenter Quellen stellen das fundamentale untere Limit in der klassischen Beschreibung von Licht dar [15].

Streng genommen bezeichnen die Begriffe kohärent und inkohärent die idealisierten Grenzfälle zur Beschreibung der Kohärenzeigenschaften von Strahlung. Licht realer Lichtquellen befindet sich im Kohärenzbereich zwischen den beiden Grenzfällen und wird als partiell-kohärent bezeichnet. Ein Eingriff zur Änderung der Kohärenzeigenschaften wirkt sich dabei stets auf beide Ordnungen aus [16] und macht die unabhängige Modifikation des Kohärenzgrads in erster und zweiter Ordnung auf optischen Zeitskalen unmöglich. Dies begründet ein fundamentales Paradigma der Quantenoptik welches besagt, dass spektral-breitbandiges, thermisches Licht spontanen Ursprungs stets hochgradig inkohärent in erster und zweiter Ordnung ist, während monochromatisches Laserlicht infolge der stimulierten Emissionsprozesse hochgradig kohärent in beiden Ordnungen ist [15,17,11]. So verwundert es nicht, dass die direkte Erzeugung von Licht welches simultan spektral-breitbandig, also hochgradig inkohärent in erster, und laserartig, also hochgradig kohärent in zweiter Ordnung ist, in einem einzelnen Emitter bisher nicht beobachtet wurde.

Dabei wirft gerade diese grenzüberschreitende Klasse an Lichtzuständen, die im Folgenden als hybrid-kohärent bezeichnet wird, viele fundamentale, physikalische Fragestellungen zur Quantennatur des Lichts und dem Mechanismus der Photonenerzeugung auf. Zusätzlich zur wissenschaftlichen Motivation trifft hybrid-kohärentes Licht aber auch seitens der Anwendung auf reges Interesse, da es zahlreiche neue Perspektiven in der Messtechnik verspricht. So besteht beispielsweise im Bereich der interferometrischen, bio-photonischen Verfahren wie der optischen Kohärenztomographie [18] großer Bedarf an rauscharmen Lichtquellen, die gleichzeitig über einen weiten Spektralbereich von mehreren THz emittieren.

Getrieben von einem tieferen Verständnis der Lichterzeugung, beschäftigt sich auch die vorliegende Arbeit mit der Untersuchung und Manipulation der Kohärenzeigenschaften von Licht. Ein zentrales Ziel ist dabei:

- Die erstmalige, direkte experimentelle Erzeugung von zeitlich hybrid-kohärentem Licht, welches gleichzeitig thermisch **und** kohärent ist, also eine spektrale Breite im THz-Bereich und einen laserartigen Kohärenzgrad in zweiter Ordnung aufweist.

Die hybrid-kohärente Lichterzeugung stellt ein aktuelles Forschungsgebiet dar. Je nach Zielsetzung lassen sich die Untersuchungen in die räumliche und zeitliche Domäne einordnen. In der räumlichen Domäne konnte mittels mikrostrukturierter Oberflächenemitter bereits hybrid-kohärentes Licht in erster Ordnung erzeugt werden, welches gleichzeitig spektral-breitbandig und räumlich gerichtet ist [19]. Eine Reduktion des Photonenklumpens wurde bei diesem Ansatz jedoch nicht beobachtet. Bei

---

der zeitlich hybrid-kohärenten Lichterzeugung werden verschiedene Ansätze verfolgt, die auf der spektralen Aufweitung schmalbandiger Laserquelle beruhen. Im Fall gepulster Hochleistungs-Laserquellen wird der Effekt der nichtlinearen Superkontinuumserzeugung in mikrostrukturierten optischen Glasfasern genutzt, um quasi-kontinuierliche, spektral-breitbandige Strahlung mit laserartigem Kohärenzgrad in zweiter Ordnung zu erzeugen [20]. Im Fall kontinuierlich-emittierender Laser werden nichtresonante optische Rückkopplungsmechanismen verwendet, um die spektrale Bandbreite der Eingangsstrahlung zu erhöhen. Dies geschieht entweder aktiv, mittels akusto- oder elektro-optischer Modulatoren [21], oder passiv, durch die Ausnutzung zufälliger Streuprozesse in Glasfasern [22] oder hochgradig-ungeordneten Gewinnmedien in zufälligen Lasern (engl.: random laser) [23]. Die erreichbaren spektralen Bandbreiten sind dabei jedoch durch die maximalen Modulationsfrequenzen oder die Streucharakteristika der verwendeten Materialien auf den MHz-Bereich beschränkt und damit für viele Anwendungen nicht ausreichend. Zudem sind die kombinierten Ansätze oft komplex im Aufbau. In der vorliegenden Arbeit wird daher die direkte Erzeugung zeitlich hybrid-kohärenten Lichts mit spektralen Breiten im THz-Bereich angestrebt. Hierzu soll der grundlegende Photonenemissionsprozess in einer verstärkt-spontan emittierenden (engl.: amplified spontaneous emission, ASE) Lichtquelle modifiziert werden.

Die verstärkt-spontane Emission bezeichnet elektromagnetische Strahlung, die durch einen ambivalenten Emissionsprozess entsteht, bei dem anfänglich spontan emittierte Photonen in einem Gewinnmedium eine moderate, breitbanderhaltende optische Verstärkung durch stimulierte Emissionsprozesse erfahren. ASE wurde erstmals in Gaslasersystemen unterhalb der Laserschwelle umfassend charakterisiert [24,25,26,27]. Zur Erzeugung verstärkt spontaner Emission ist die Kombination aus hoher optischer Verstärkung und nichtresonanter optischer Rückkopplung nötig, wie sie beispielsweise in zufälligen Lasern, Faserquellen [28], halbleiterbasierten optischen Verstärkern [29] oder Superlumineszenzdioden [30] auftritt. Dabei bildet sich, infolge der konkurrierenden spontanen und stimulierten Emissionsprozessen [31], eine delikate Emissionshierarchie aus, die aufgrund des kombinierten Emissionsprozesses, eine vielversprechende Ausgangsbasis für die direkte Erzeugung zeitlich hybrid-kohärenten Lichts darstellt. Umso erstaunlicher ist insofern, dass die Kohärenzeigenschaften von ASE Lichtquellen in zweiter Ordnung bisher nur für den Spezialfall der spektral-schmalbandigen Emission untersucht wurden [32]. Dies liegt mitunter daran, dass die Kohärenzanalyse extrem breitbandiger Strahlung in zweiter Ordnung experimentell anspruchsvoll ist, da sie die Untersuchung von Intensitätskorrelation auf Femtosekunden-Zeitskalen erfordert [33]. In der vorliegenden Arbeit wird dies mithilfe interferometrischer Messtechniken unter Verwendung des Effekts der Zwei-Photonen-Absorption erreicht [34]. Dadurch konnte erstmals eine umfassende Analyse der Intensitätskorrelationen von spektral-breitbandigem ASE Licht durchgeführt und ein tieferes Verständnis des grundlegenden Emissionscharakters in verstärkt-spontanen Emittern gewonnen werden.

Ausgangsbasis der in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Untersuchungen stellt die verstärkt-spontane Emission in Quantenpunkt-Superlumineszenzdioden (QP-SLD) dar. Quantenpunkt-Superlumineszenzdioden sind effiziente und kompakte optoelektronische Bauteile auf Halbleiterbasis, die auf einem nanostrukturierten Gewinnmaterial, dem sogenannten Quantenpunkt-Gewinnmedium, basieren. Dabei bewirkt der dreidimensionale räumliche Einschluss der elektrischen Ladungsträger in den Quantenpunkten eine vollständige Diskretisierung der erlaubten Energieniveaus. Hieraus resultiert ein einzigartiges Ladungsträgerverhalten [35,36,37], dass die gezielte Manipulation der optischen Eigenschaften über eine Reihe äußerer Parameter zulässt. Durch die Variation des Pumpstroms und

---

der Temperatur konnte so ein wohldosierter Eingriff in die Emissionshierarchie des Photonenemissionsprozesses in der QP-SLD vorgenommen werden, der schließlich die erstmalige direkte Realisierung des hybrid-kohärenten Lichtzustands ermöglichte.

Bei der Analyse des Intensitätsrauschens des hybrid-kohärenten Lichts, mittels der Methode der direkten Detektion, zeigte sich, dass die reduzierten Intensitätskorrelationen auf Femtosekunden-Zeitskala mit einer Reduktion des Intensitätsrauschens im MHz-Bereich einhergehen. Dabei ließ sich die Photonenstatistik der hybrid-kohärenten Emission weder durch die Poisson-Statistik einer kohärenten Quelle, noch durch die Bose-Einstein-Statistik einer thermischen Quelle zuverlässig beschreiben und begründete daher ein weiteres zentrales Ziel dieser Arbeit:

- Die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen den Kohärenzeigenschaften und der Photonenstatistik in Gestalt des Intensitätsrauschens.

Einerseits soll dadurch das physikalische Verständnis der relevanten Rauschgrößen vertieft, andererseits aber auch die Optimierung der Lichtquellen hinsichtlich der Anwendung erreicht werden. Basierend auf der vollständigen Kenntnis der Kohärenz- und Rauscheigenschaften des hybrid-kohärenten Lichtzustands, wurde eine neue, verallgemeinerte Rauschbeschreibung formuliert, die den fundamentalen Zusammenhang zwischen den Kohärenz- und Intensitätsrauscheigenschaften in ASE Quelle erstmals adäquat berücksichtigt. Hierzu wurde ein Kohärenzkoeffizient in die verallgemeinerte Rauschbeschreibung eingeführt, der den hybrid-kohärenten Charakter der Emission quantifiziert. Dies ermöglichte eine zuverlässige Vorhersage des Intensitätsrauschens hybrid-kohärenter Lichtquellen im Zwischenbereich der kohärenten und thermischen Rauschbeschreibungen.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

In Kapitel 2 werden die Grundlagen der Kohärenztheorie im Zusammenhang mit dem Intensitätsrauschen vorgestellt. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf den beiden klassischen Grenzfällen von kohärentem und thermischem, also hochgradig inkohärentem Licht. Danach wird das Ladungsträgerverhalten des niedrigdimensionalen Quantenpunktsystems vorgestellt, das zu der einzigartigen Emissionscharakteristik der Quantenpunkt-Superlumineszenzdiode führt. Es folgt die Charakterisierung der Kohärenz- und Rauscheigenschaften der QP-SLD bei Raumtemperatur in Kapitel 3. Aus der Interpretation der Messergebnisse werden Strategien zur Rauschreduktion abgeleitet und angewendet, die auf eine Modifikation der Kohärenzeigenschaften erster Ordnung abzielen. In Kapitel 4 wird ein temperaturinduzierter Eingriff in die Emissionshierarchie der verstärkt-spontanen Emission der QP-SLD vorgenommen, der letztlich zur erstmaligen direkten Erzeugung des hybrid-kohärenten Lichtzustands führt und so die faszinierenden Welten der Quantenoptik und der Quantenpunkte miteinander kombiniert. Bei der Charakterisierung der hybrid-kohärenten Emission wird eine Reduktion im Intensitätsrauschen beobachtet, die stark von der bisherigen Beschreibung abweicht. Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen zu den Zusammenhängen zwischen den Kohärenz- und Intensitätsrauscheigenschaften wird in Kapitel 6 ein verallgemeinertes Rauschmodell formuliert, das eine zuverlässige theoretische Beschreibung der hybrid-kohärenten Lichtzustände ermöglicht. Kapitel 7 fasst die gewonnenen Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf zukünftige Untersuchungen.

---

## 2. Grundlagen

---

Im Wellenbild betrachtet, besteht Licht aus elektromagnetischer Strahlung, die sich aus einer Vielzahl von Wellenzügen zusammensetzt. Das Ergebnis von Experimenten mit Licht hängt meist von den Eigenschaften des verwendeten Lichts ab, und eine korrekte Interpretation der Messergebnisse erfordert häufig die genaue Kenntnis der spektralen aber auch der statistischen Eigenschaften des verwendeten Lichtfelds. Diese Kenngrößen sind über das Kohärenz- und Intensitätsrauschverhalten der Lichtquelle vorgegeben. In diesem Kapitel wird zunächst der Kohärenzbegriff eingeführt. Dabei wird einerseits die Ordnung der Kohärenz, aber andererseits auch die räumliche und zeitliche Kohärenz innerhalb der einzelnen Ordnungen unterschieden. Hier beschränkt sich die Betrachtung auf die Kohärenz der ersten beiden Ordnungen, da sie von zentraler Bedeutung für diese Arbeit sind. Für eine ausführlichere Diskussion der Kohärenztheorie siehe beispielsweise die Referenzen [38,39].

Im Anschluss wird das Intensitätsrauschverhalten von Lichtquellen beschrieben. Dabei wird der Begriff des Intensitätsrauschens zunächst allgemein definiert, bevor auf die beiden klassischen Grenzfälle kohärenter und inkohärenter Strahlung gesondert eingegangen wird. Als vertiefende Literatur zum Themengebiet des Rauschens allgemein und die zuverlässige quantenoptische Detektion des Intensitätsrauschens sei auf die Referenzen [15,40] verwiesen.

Abschließend wird das optoelektronische Bauteil der Superlumineszenzdiode anhand von Vergleichen mit alternativen Lichtquellen vorgestellt und auf deren besondere Emissionscharakteristik bei Verwendung nanostrukturierter Quantenpunkt-Gewinnmaterialien eingegangen. Die Lichtemission in Superlumineszenzdioden basiert auf dem Prozess der verstärkt-spontanen Emission, dessen zeitliche und räumlichen Kohärenzeigenschaften in einer Folge von wissenschaftlichen Artikeln zusammengestellt sind [24,25,26,27], die sich auf Untersuchungen an einem Helium-Neon Lasersystem unterhalb der Laserschwelle stützen. Ein experimentell orientierter Übersichtsartikel speziell zu Quantenpunkt-Superlumineszenzdioden ist unter Referenz [41] zu finden. Darin werden die optischen Emissionseigenschaften in Abhängigkeit der verwendeten Halbleitermaterialien und Bauteilgeometrien diskutiert.

### 2.1. Kohärenzeigenschaften von elektromagnetischer Strahlung

Die Kohärenzeigenschaften von elektromagnetischer Strahlung können als Signatur für den Emissionsprozess verstanden werden. Die Art des Emissionsprozesses, sei er nun spontaner oder stimulierter Natur, legt dabei eine Reihe grundlegender Eigenschaften, wie zum Beispiel die Richtung, die Wellenlänge, aber auch die Phasenbeziehung der Wellenzüge untereinander fest. Im Fall der *spontanen Emission* beruht die Lichterzeugung auf einem meist elektrisch oder thermisch angeregten Ensemble von Atomen oder Molekülen, das unter Aussendung von Strahlung relaxiert. Die einzelnen Emissionsprozesse erfolgen dabei zufällig, statistisch unabhängig und räumlich ungerichtet. Das resultierende Strahlungsfeld wird als *chaotisches* oder *thermisches Licht* bezeichnet [11,17]. In dieser Arbeit wird der Begriff ‚thermisch‘ weiter eingeschränkt und bezeichnet Licht mit einer spektralen Bandbreite im THz-Bereich. Spontan emittierte, thermische Wellenzüge besitzen keine feste Phasenbeziehung zueinander und erzeugen bei ihrer Überlagerung keine stationären Interferenzmuster, sie sind hochgradig *inkohärent*.



Im Gegensatz zu thermischem Licht erfolgt die Lichterzeugung mittels *stimulierter Emission* in Laserquellen relativ geordnet. Hier führt die Kopplung der Einzelemitter an eine resonante optische Kavität zu hochgradig-gerichteten, synchronisierten Emissionsprozessen. Stimuliert emittierte Wellenzüge sind *kohärent*, sie stimmen in Richtung, Wellenlänge und Phase überein und erzeugen bei ihrer Überlagerung stationäre Interferenzmuster. Die Interferenzfähigkeit von Strahlung stellt dabei ein Maß für den Grad der Kohärenz dar. Hier ist zu beachten, dass die Begriffe kohärent und inkohärent nur als idealisierte Grenzfälle realer Strahlung verstanden werden können. Elektromagnetische Strahlung realer Lichtquellen kann immer nur einen gewissen Grad an Kohärenz erreichen.

Der Kohärenzgrad lässt sich theoretisch auf die *Korrelationen* von Feldamplituden zurückführen. Unterschieden werden dabei zunächst die verschiedenen Ordnungen  $n$ , die angeben, in welcher Potenz die Feldkorrelationen untersucht werden. Korrelationen innerhalb eines Feldes  $E$  werden dabei als Autokorrelation bezeichnet. Die allgemeine Definition der normierten Autokorrelationsfunktion  $n$ -ter Ordnung ist gegeben durch [8]:

$$g^{(n)}(R_1, \dots, R_n, \Delta R_1, \dots, \Delta R_n, t_1, \dots, t_n, \tau_1, \dots, \tau_n) = \frac{\langle E^*(R_1, t_1) \dots E^*(R_n, t_n) E(R_1 + \Delta R_1, t_1 + \tau_1) \dots E(R_n + \Delta R_n, t_n + \tau_n) \rangle}{\langle E^*(R_1, t_1) E(R_1, t_1) \rangle \dots \langle E^*(R_n, t_n) E(R_n, t_n) \rangle} \quad (2.1)$$

Hier wird das komplex konjugierte Feld  $E^*$  zu den Raumzeiten  $(R_i, t_i)$  mit dem Feld  $E$  zu den Raumzeiten  $(R_i + \Delta R_i, t_i + \tau_i)$  in Relation gesetzt. Die eckigen Klammern repräsentieren die Mittelung über ein Messintervall, welches deutlich länger als die Schwingungsperiode des Feldes zu wählen ist<sup>1</sup>. Ausgehend von dieser allgemeinen Definition lassen sich weitere, spezifische Korrelationsfunktionen ableiten. Innerhalb einer Ordnung werden die räumlichen und zeitlichen Korrelationseigenschaften häufig getrennt voneinander betrachtet. Die *zeitliche Korrelationsfunktion*  $g^{(n)}(t_i, \tau_i)$  beschreibt die Zeitentwicklung der Korrelationen an einem festen Ort  $R$ , mit  $\Delta R_i = 0$  und charakterisiert die zeitlichen Kohärenzeigenschaften eines Strahlungsfelds. Zur Untersuchung der räumlichen Kohärenzeigenschaften wird entsprechend die *räumliche Korrelationsfunktion*  $g^{(n)}(R_i, \Delta R_i)$  bei einer vorgegebenen Zeit  $t$  mit  $\tau_i = 0$  verwendet. Eine weitere Einschränkung ergibt sich für den Fall *stationärer Felder*. Bei stationären Feldern sind die statistischen Eigenschaften konstant, das heißt, die Korrelationen hängen nur von den relativen Koordinaten  $\Delta R_i$  und  $\tau_i$  ab, nicht aber von den absoluten Raumzeiten.

Häufig, so auch in dieser Arbeit, wird die experimentelle Korrelationsanalyse klassischer Lichtzustände auf die ersten beiden Ordnungen beschränkt, da sie bereits wesentliche Informationen der Emissionscharakteristik beinhalten [42]. In erster Ordnung  $n=1$  ergibt sich die *Feldkorrelationsfunktion*  $g^{(1)}(\Delta R_1, \tau_1)$ , in zweiter Ordnung  $n=2$  die *Intensitätskorrelationsfunktion*  $g^{(2)}(\Delta R_1, \Delta R_2, \tau_1, \tau_2)$ .

<sup>1</sup> Unabhängig von den Argumenten  $(R_i + \Delta R_i, t_i + \tau_i)$  ist ein perfekt kohärentes Feld stets durch  $g^{(n)} = 1$  charakterisiert.

### 2.1.1. Korrelationen erster Ordnung

Die normierte Feldautokorrelationsfunktion  $g^{(1)}(\Delta R, \tau)$  beschreibt die Fluktuationen der elektrischen Feldamplitude in erster Ordnung:

$$g^{(1)}(\Delta R, \tau) = \frac{\langle E^*(R, t) E(R + \Delta R, t + \tau) \rangle}{\langle E^*(R, t) E(R, t) \rangle}. \quad (2.2)$$

Der Kohärenzgrad eines Strahlungsfelds in erster Ordnung ist durch den Betrag der Feldkorrelationsfunktion  $|g^{(1)}(\Delta R, \tau)|$  gegeben. Der Kohärenzgrad kann je nach Eigenschaft des untersuchten Feldes folgende Werte annehmen [15]:

- Kohärentes Feld:  $|g^{(1)}(\Delta R, \tau)| = 1$
- Inkohärentes Feld:  $|g^{(1)}(\Delta R, \tau)| = 0$
- Partiiell-kohärentes Feld:  $|g^{(1)}(\Delta R, \tau)| \in (0, 1)$ .

Werden die Korrelationseigenschaften eines Feldes in erster Ordnung an einem festen Ort, aber zu unterschiedlichen Zeiten untersucht, so wird dies durch die normierte zeitliche Feldautokorrelationsfunktion  $g^{(1)}(\tau)$  beschrieben.

### 2.1.2. Zeitliche Kohärenz erster Ordnung

Die zeitlichen Kohärenzeigenschaften erster Ordnung sind eng mit den spektralen Eigenschaften der Lichtquelle verknüpft. Mathematisch wird der Zusammenhang über eine Fourier Transformation, das Wiener-Khintchine Theorem [43,44], beschrieben<sup>2</sup>. Es verbindet die normierte spektrale Leistungsdichte  $S(\nu)$  mit der zeitlichen Korrelationsfunktion erster Ordnung  $g^{(1)}(\tau)$ :

$$g^{(1)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\nu) e^{i2\pi\nu\tau} d\nu \quad (2.3)$$

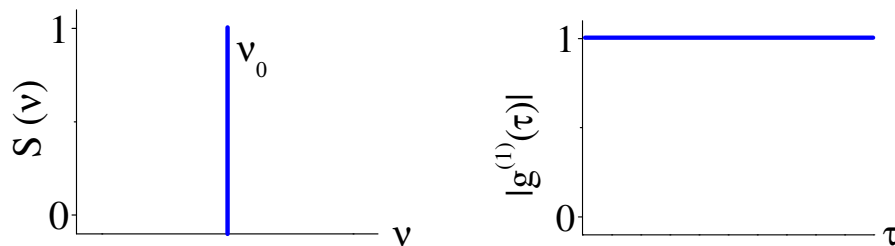


Abb. 1: Links: Spektrale Leistungsdichte  $S(\nu)$  bei monochromatischer Strahlung. Rechts: Resultierender Kohärenzgrad.

Hervorzuheben sind hier zunächst die Korrelationseigenschaften für die beiden Extremfälle einer monochromatischen und einer spektral gleichverteilten Quelle. Im Fall der monochromatischen Strahlung (siehe Abb. 1, links) schwingt das elektrische Feld mit einer festen Frequenz  $\nu_0$  und die spektrale Leistungsdichte  $S(\nu)$  entspricht der Deltafunktion  $S(\nu) = \delta(\nu - \nu_0)$ . Die daraus resultierende

<sup>2</sup> Wesentliche Aussagen des Wiener-Khintchine Theorems wurden vorher bereits von A. Einstein [126] diskutiert, siehe hierzu die Diskussion von Yaglom in Referenz [127].

Korrelationsfunktion  $g^{(1)}(\tau) = e^{i2\pi\nu_0\tau}$  beschreibt einen Vektor konstanter Länge der eine Drehung in der komplexen Ebene mit der Frequenz  $\nu_0$  ausführt. Der Kohärenzgrad ist zeitunabhängig und es gilt  $|g^{(1)}(\tau)| = 1$  für alle  $\tau$  (siehe Abb. 1, rechts). Monochromatische Strahlung ist zeitlich kohärent in erster Ordnung.

Zur Charakterisierung der zeitlichen Interferenzfähigkeit wird die Kohärenzzeit  $\tau_{\text{coh}}$  verwendet, die sich durch Integration des quadrierten Kohärenzgrads über die Zeit  $\tau$  ergibt [45]:

$$\tau_{\text{coh}} = \int_{-\infty}^{\infty} |g^{(1)}(\tau)|^2 d\tau \quad (2.4)$$

Die Kohärenzzeit monochromatischer Strahlung ist unendlich lang<sup>3</sup>.

Bei Strahlung konstanter spektraler Leistungsdichte ist das Feld aus einer kontinuierlichen Verteilung elektrischer Felder mit dicht benachbarter Schwingungsfrequenz zusammengesetzt (siehe Abb. 2, links). Die Korrelationsfunktion ist identisch 0 und resultiert in einer verschwindenden Kohärenzzeit (siehe Abb. 2, rechts). Kontinuierlich-verteilte Strahlung wird somit als zeitlich inkohärent bezeichnet.

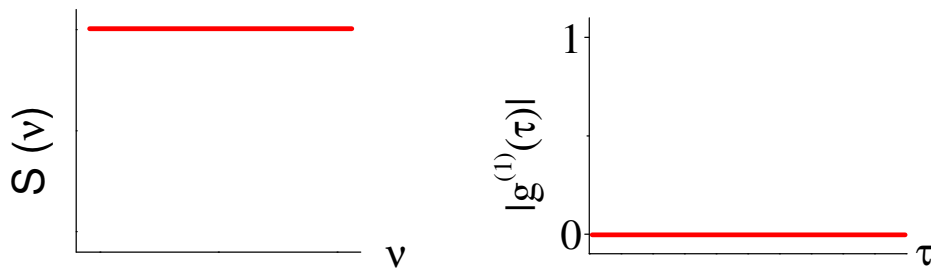


Abb. 2: Links: Spektrale Leistungsdichte  $S(\nu)$  bei kontinuierlich-verteilter Strahlung. Rechts: Kohärenzgrad erster Ordnung.

Anhand der beiden Grenzfälle lässt sich bereits der inverse Zusammenhang zwischen der Kohärenzzeit  $\tau_{\text{coh}}$  und der spektralen Breite eines Spektrums  $\Delta\nu$  vermuten [38]:

$$\tau_{\text{coh}} = 1/\Delta\nu. \quad (2.5)$$

Die spektrale Breite  $\Delta\nu$  stellt somit ein Maß für die Beschreibung der Korrelationseigenschaften realer Lichtquellen dar, die eine spektrale Verteilung  $S(\nu)$  zwischen den beiden Extremfällen aufweisen [38]:

$$\Delta\nu = 1 / \int_0^{\infty} S^2(\nu) d\nu. \quad (2.6)$$

Eine für diese Arbeit besonders wichtige Klasse realer Lichtzustände wird von thermischen Lichtquellen emittiert. Beispiele thermischer Quellen sind Gasentladungslampen, aber auch klassische schwarze Körper wie die Sonne oder Glühlampen [11]. Sie folgen den gleichen statistischen Gesetzmäßigkeiten und unterscheiden sich lediglich durch quellenspezifische Parameter. Aufgrund ihres spontanen Emissionsprozesses emittieren thermische Quellen niemals spektral reines, monochromatisches Licht. Verschiedene Mechanismen bewirken eine spektrale Verbreiterung der Emission und wirken sich direkt auf die Kohärenzeigenschaften erster Ordnung aus. Unterschieden werden hier grundsätzlich

<sup>3</sup> Die Kohärenzzeit  $\tau_{\text{coh}}$  ist über die Lichtgeschwindigkeit  $c$  mit der Kohärenzlänge  $L_{\text{coh}} = c \cdot \tau_{\text{coh}}$  verknüpft.

*homogene* und *inhomogene Verbreiterungsmechanismen*, je nachdem, ob die Voraussetzungen für alle Emittierer identisch (homogen) oder verschieden (inhomogen) sind. Beispiele für homogene Verbreiterungsmechanismen in Lichtquellen sind die natürliche Linienbreite oder die Druckverbreiterung, sie führen zu einer spektralen Verteilung, die durch eine Lorentzkurve beschrieben wird. Die inhomogene Verbreiterung hingegen führt zu einem gaußverteilten Spektrum. In Quantenpunkt-Gewinnmedien spielt die inhomogene Verbreiterung des Gewinns eine zentrale Rolle (siehe Kapitel 2.3), daher sollen hier die zeitlichen Kohärenzeigenschaften erster Ordnung für den Spezialfall einer ausschließlich dopplerverbreiterten, thermischen Quelle diskutiert werden.

Im konkreten Fall einer Niederdruck-Gasentladungslampe führt die zufällige thermische Bewegung der Atome zu einer Linienverbreiterung. Jedes Atom emittiert Licht, gemäß seiner Geschwindigkeit, dopplerverschoben zur Zentralfrequenz. Das elektrische Strahlungsfeld setzt sich dabei aus einer Vielzahl von Einzelfeldern mit gering verschobener Frequenz zusammen. Entsprechend der Maxwell-Boltzmann Verteilung der atomaren Geschwindigkeiten resultiert ein gaußförmiges Emissionsspektrum (siehe Abb. 3, links) mit der Zentralfrequenz  $\nu_0$  und der spektralen Breite  $\Delta\nu$ .

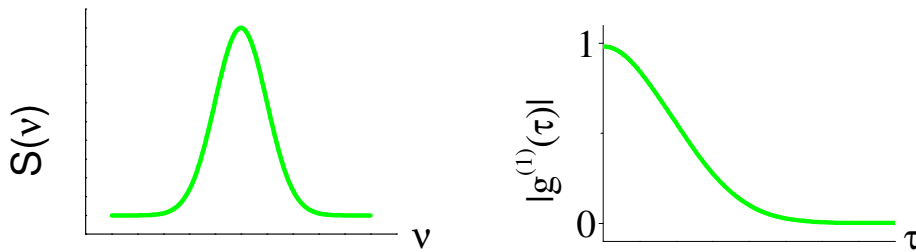


Abb. 3: Links: Gaußverteilte Spektraldichte einer rein-dopplerverbreiterten, thermischen Lichtquelle. Mitte: Resultierender Kohärenzgrad.

Die spektrale Leistungsdichte ist dabei gegeben durch [11]:

$$S(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu} \exp \left[ -(\sqrt{\pi} \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu})^2 \right] \quad (2.7)$$

Mittels der Fourier-Transformation aus Gleichung (2.3) ergibt sich die Korrelationsfunktion erster Ordnung zu:

$$g^{(1)}(\tau) = \exp(-i2\pi\nu_0\tau - \pi\Delta\nu^2\tau^2) \quad (2.8)$$

Der erste Term oszilliert rapide mit der Frequenz  $\nu_0$ , der zweite Term bewirkt einen exponentiellen Abfall im Kohärenzgrad auf der Zeitskala der Kohärenzzeit (siehe Abb. 3, rechts), die entsprechend über den Kehrwert der spektralen Breite gegeben ist. Ein breiteres optisches Spektrum resultiert somit in einer kürzeren Kohärenzzeit.

Bemerkenswert ist hierbei, dass die Art des Photonenemissionsprozesses keinen prinzipiellen Einfluss auf die zeitlichen Korrelationseigenschaften erster Ordnung hat. Um die Kohärenzzeit von Strahlung zu erhöhen, muss lediglich die spektrale Breite des optischen Spektrums reduziert werden. Dies hat zur Folge, dass der Kohärenzgrad einer spontan und einer stimuliert emittierenden Quelle bei gleicher Spektraldichte  $S(\nu)$  in erster Ordnung identisch sind. Experimentell lässt sich der Kohärenzgrad erster Ordnung mit einem Michelson-Interferometer charakterisieren. Das genaue Verfahren hierfür wird in Kapitel 3.1.1 vorgestellt.

Werden nun die Korrelationseigenschaften eines Feldes zu einer festen Zeit, aber an unterschiedlichen Orten untersucht, so ergibt sich die normierte räumliche Feldautokorrelationsfunktion  $g^{(1)}(\Delta R)$ .

### 2.1.3. Räumliche Kohärenz erster Ordnung

Die räumlichen Korrelationseigenschaften eines Strahlungsfeldes  $g^{(1)}(\Delta R)$  sind durch die räumliche Leistungsdichte  $S(r)$  am Quellenort vorgegeben. Mathematisch wird der Zusammenhang ebenfalls durch eine Fourier Transformation, dem van Cittert-Zernicke Theorem, beschrieben [46,47]. Bei der experimentellen Untersuchung der Kohärenz beschränkt sich diese Arbeit auf die zeitlichen Kohärenzeigenschaften. An dieser Stelle soll daher eine qualitative Beschreibung der räumlichen Kohärenzeigenschaften genügen. Übersichtlich gestaltet sich die Situation wieder für die beiden Extremfälle. Perfekte räumliche Kohärenz mit einem Korrelationskoeffizienten von  $g^{(1)}(\Delta R)=1$  für alle  $\Delta R$  liegt im Fall einer *Punktquelle* vor, die sämtliche Strahlung über eine infinitesimale kleine Fläche emittiert. Verschwindende räumliche Kohärenz hingegen tritt für den Fall einer unendlich ausgedehnten Emissionsfläche auf. Die Fourier Transformation führt hier ebenfalls zu einem reziproken Zusammenhang zwischen der Größe der Strahlungsfläche  $\Delta S$  und den räumlichen Kohärenzeigenschaften.

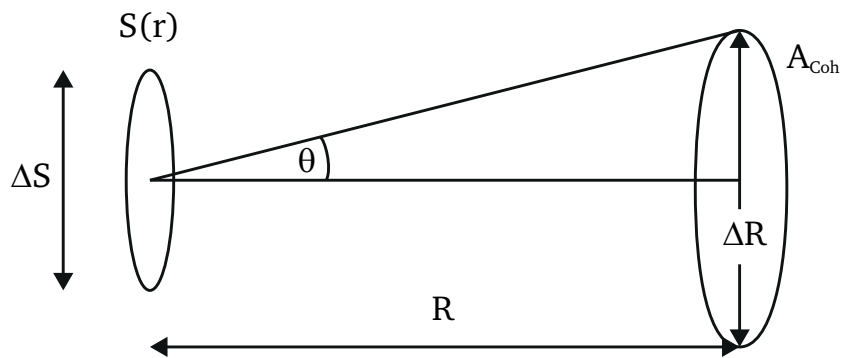


Abb. 4 Schematische Darstellung des Zusammenhangs zwischen den räumlichen Eigenschaften der Lichtquelle und dem resultierenden räumlichen Kohärenzgrad.

Schematisch sind die geometrischen Zusammenhänge in Abb. 4 dargestellt. Bei Quellen mit geringer räumlicher Ausdehnung  $\Delta S$  treten in der Beobachtungsebene im Abstand  $R$  auch bei großen Abständen  $\Delta R$  Korrelationen auf, die zu Interferenzeffekten führen. Oft wird hier eine Kohärenzfläche  $A_{\text{coh}}$  im Abstand  $R$  zur Quelle angegeben, die letztlich den Raumwinkel  $\theta$  charakterisiert in dem räumliche Kohärenz vorliegt. Die Kohärenzfläche der untersuchten Strahlungsquelle kann bei einer Emissionswellenlänge von  $\lambda$  durch folgenden Ausdruck näherungsweise bestimmt werden [17]:

$$A_{\text{coh}} \approx \pi \left( \frac{\lambda}{\arctan(\Delta S/R)} \right)^2 \quad (2.9)$$

Sie kann für räumlich-kompakte, oder weit entfernte Quellen Werte im m-Bereich annehmen. So werden die räumlichen Kohärenzeigenschaften beispielsweise in der Astronomie zur Bestimmung des Durchmessers weit entfernter Sterne verwendet (Stellarinterferometer) [48]. Ähnlich den zeitlichen Kohärenzeigenschaften sind auch die räumlichen Kohärenzeigenschaften unabhängig von der Art des Emissionsprozesses und lassen sich durch geeignete Filterprozesse beeinflussen. Eine Erhöhung des räumlichen Kohärenzgrads kann mit Hilfe eines Raumfilters, also einer kleinen Blende im Strahlengang zwischen Lichtquelle und Beobachtungsebene erreicht werden. Der Grad der räumlichen Kohärenz lässt sich experimentell mit einem variablen Doppelspaltexperiment bestimmen.

Abschließend sei festgestellt, dass stationäre Interferenzerscheinungen nur auftreten, wenn sowohl räumliche als auch zeitliche Kohärenz erster Ordnung vorliegen, die untersuchten Photonen also dem Kohärenzvolumen  $V_{\text{coh}} = A_{\text{coh}} \cdot L_{\text{coh}}$  entstammen.

Während der zeitliche und räumliche Kohärenzgrad in erster Ordnung, unabhängig vom Photonenemissionsprozess, durch Filterprozesse erhöht werden kann, ist dies in zweiter Ordnung nicht mehr ohne weiteres möglich.

#### 2.1.4. Zeitliche Kohärenz zweiter Ordnung

Die Feldkorrelationen in zweiter Ordnung beschreiben die Intensitätskorrelationen, die als Korrelationen einzelner Photonen interpretiert werden können. Die *normierte zeitliche Intensitätsautokorrelationsfunktion*  $g^{(2)}(\tau)$  beschreibt dabei die Intensitätskorrelationen eines Strahlungsfelds an einem vorgegebenen Ort  $R$  mit einer Zeitdifferenz von  $\tau$ :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t) E^*(t + \tau) E(t + \tau) E(t) \rangle}{\langle E^*(t) E(t) \rangle^2} = \frac{\langle I(t) I(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}. \quad (2.10)$$

Der Kohärenzgrad in zweiter Ordnung ist hierbei direkt durch  $g^{(2)}(\tau)$  gegeben. Aus der mathematischen Definition von  $g^{(2)}(\tau)$  lässt sich neben der zeitlichen Symmetrie  $g^{(2)}(\tau) = g^{(2)}(-\tau)$  auch der Wertebereich ableiten. Aus der Annahme, dass die Intensität  $I(t)$  stets positiv ist, lässt sich  $g^{(2)}(\tau)$  auf den positiven Zahlenraum einschränken [17]:

$$\infty \geq g^{(2)}(\tau) \geq 0. \quad (2.11)$$

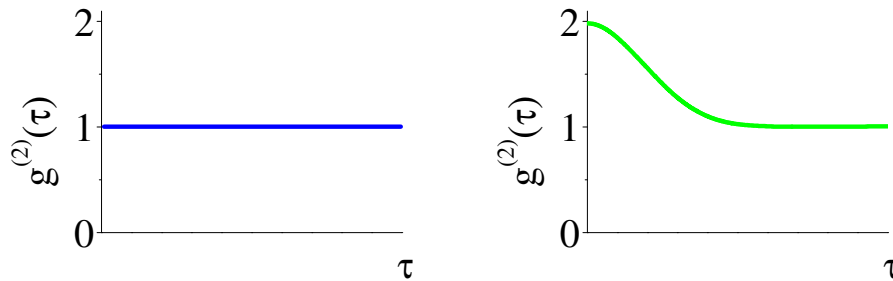


Abb. 5: Schematische Darstellung des Kohärenzgrads zweiter Ordnung beziehungsweise der Intensitätsautokorrelation  $g^{(2)}(\tau)$ . Links: Für eine monochromatischen Laserquelle. Rechts: Für eine thermischen Lichtquelle.

Eine zusätzliche Einschränkung des Wertebereichs wird erst durch die Annahme eines spezifischen Lichtquellentyps erreicht. Hier sollen wieder die beiden Grenzfälle einer monochromatischen Laserquelle (siehe Abb. 5, links) und einer inhomogen-verbreiterten thermischen Quelle (siehe Abb. 5, rechts) betrachtet werden, um eine Einordnung der Kohärenzeigenschaften der QP-SLD zu ermöglichen.

Im klassischen Grenzfall einer stabilen, monochromatischen Lichtquelle ist die Intensitätsautokorrelationsfunktion zeitunabhängig und es gilt [8]:

$$g^{(2)}(\tau) = 1. \quad (2.12)$$

$g^{(2)}(\tau)$  gilt dabei als ein Maß für die Wahrscheinlichkeit nach der erfolgten Detektion eines Photons bei  $\tau=0$  ein weiteres Photon nach der Zeitdifferenz  $\tau$  zu detektieren. Im Fall der monochromatischen Lichtquelle ist diese Wahrscheinlichkeit für alle Zeiten gleich groß. Die stimulierte Emission führt somit zu einem kohärenten Photonenstrom mit konstanter Intensität.

Im Gegensatz zur kohärenten Quelle werden bei einer thermischen Quelle erhöhte Intensitätskorrelationen beobachtet. Eine Zunahme der Intensitätskorrelationen ist also mit einer Abnahme im Kohärenzgrad zweiter Ordnung verknüpft. Ausgehend von einer klassischen Beschreibung des elektromagnetischen Feldes berechnet sich die Intensitätskorrelationsfunktion einer spontan-emittierenden thermischen Quelle zu [17]:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2. \quad (2.13)$$

Die Beziehung zwischen den Korrelationen erster und zweiter Ordnung wird auch als *Siegert-Relation* bezeichnet. Die Intensitätskorrelationen einer thermischen Quelle bewegen sich gemäß dem Wertebereich des Kohärenzgrads erster Ordnung zwischen 1 und 2. Außerhalb der Kohärenzzeit verschwindet bei thermischen Quellen der Kohärenzgrad erster Ordnung und der Kohärenzgrad in zweiter Ordnung beträgt 1:  $g^{(2)}(\tau \gg \tau_{\text{coh}}) = 1$ . Innerhalb der Kohärenzzeit nehmen die Intensitätskorrelationen bis zum Maximalwert  $g^{(2)}(\tau=0) = 2$  zu<sup>4</sup>. Die Wahrscheinlichkeit unmittelbar nach der Detektion eines thermischen Photons ein weiteres zu detektieren, ist somit bei  $\tau=0$  maximal. Thermische Photonen werden also in Gruppen emittiert, ein Effekt der als Photonenklumpen (engl.: *photon bunching*) bezeichnet wird.

Experimentell lässt sich der Kohärenzgrad zweiter Ordnung mit dem Intensitätsinterferometer bestimmen. Im Aufbau ähnelt es einem Michelson-Interferometer, wobei die beiden Spiegel durch Detektoren ersetzt sind. Eingeführt wurde es bereits 1954 von Hanbury-Brown und Twiss zunächst für die Detektion von Radiosignalen [49]. Kurze Zeit später im Jahr 1956 erfolgte die Weiterentwicklung in den Frequenzbereich des sichtbaren Lichts [7]. Der erste experimentelle Befund des Photonenklumpens thermischer Quellen war damals ein Durchbruch auf dem Gebiet der Quantenoptik und löste eine Reihe kontroverser Diskussionen über die Natur des Lichts aus. Ein Teil der widersprüchlichen experimentellen Befunde ließ sich in der Folge auf die unzureichende Zeitauflösung einzelner Messaufbauten zurückführen. Das Photonenklumpen lässt sich nur beobachten, wenn die Zeitauflösung des Messaufbaus  $\tau_R$  deutlich unter der Kohärenzzeit des untersuchten Lichts liegt. Andernfalls reduziert sich der experimentelle Messwert  $g^{(2)}(0) - 1$  gemäß dem Verhältnis aus Kohärenz- zu Messzeit  $\tau_{\text{coh}}/\tau_R$  [33].

Die Kohärenzzeit spektral-breitbandiger thermischer Quellen ist in der Regel von der Größenordnung einiger zehn Femtosekunden und damit deutlich außerhalb der Zeitauflösung selbst aktueller Hochgeschwindigkeits-Photodetektoren. Der erfolgreiche Nachweis des Photonenklumpens gelang Hanbury-Brown und Twiss damals durch die Verwendung extrem schmalbandiger Lichtquellen mit langer Kohärenzzeit, die es erlaubten das Photonenklumpen auf ns-Zeitskalen mit konventionellen Photomultipliern zu beobachten. Andere Experimente zur Untersuchung des Photonenklumpens verwendeten pseudothermisches Licht, welches durch die Bestrahlung einer rotierenden, diffus-

<sup>4</sup> Der Maximalwert von  $g^{(2)}(0) = 2$  wird nur im Fall polarisierter thermischer Strahlung angenommen. Bei unpolarisierter Strahlung reduziert sich der zentrale Kohärenzgrad erster Ordnung und der Maximalwert der Intensitätskorrelationen beträgt  $g^{(2)}(0) = 1,5$  [11].



---

streuenden Glasscheibe mit kohärentem Laserlicht erzeugt wurde [16]. Der erste experimentelle Nachweis des Photonenklumpens natürlicher Schwarzkörperstrahler wurde im Jahr 2009 durch die Nutzung des nichtlinearen optischen Effekts der Zwei-Photonen Absorption (engl.: two-photon absorption, TPA) in einem Halbleiter-Photomultiplier möglich [34]. Das experimentelle Verfahren der TPA zur Bestimmung ultraschneller Intensitätskorrelationen kommt in einer angepassten Version auch in dieser Arbeit zum Einsatz und wird in Kapitel 3.1.2 vorgestellt.

Die in dieser Arbeit untersuchten Lichtquellen lassen sich allesamt durch die klassische Formulierung elektromagnetischer Felder beschreiben. Der Vollständigkeit halber sei aber auch auf die Intensitätskorrelationen von *nichtklassischem Licht* hingewiesen, das auf dem Gebiet der Quantenkryptografie von essentieller Bedeutung ist [50,51,52]. Nichtklassisches Licht betritt den klassisch verbotenen Bereich von  $g^{(2)}(\tau) < 1$ . Die Wahrscheinlichkeit nach erfolgter Detektion ein weiteres Photon zu detektieren, ist signifikant reduziert. Im Extremfall besteht der Photonenstrom einer nichtklassischen Einzelphotonenquelle aus einer Aneinanderreihung von Photonen mit zeitlich konstantem Abstand (engl.: photon antibunching effect). Die erste experimentelle Demonstration von nichtklassischem Licht, erzeugt durch die resonante Fluoreszenz einzelner Atome, erfolgte im Jahr 1977 von Kimble, Dagenais und Mandel [53]. Beflügelt von dieser Pionierarbeit folgten eine Reihe bahnbrechender Experimente auf dem Gebiet der Quantenoptik [54,55,56].

Eine ebenfalls faszinierende Klasse an Lichtzuständen ohne klassisches Analogon wird bei der spontanen parametrischen Konversion (engl.: spontaneous parametric down-conversion) gepulster Laserstrahlung in einem nichtlinearen Kristall erzeugt. Diese intensiven Zwillingstrahlen (engl.: twin beams) zeigen interessante Intensitätskorrelationseigenschaften und betreten den Bereich von  $g^{(2)}(\tau) > 2$ . Kürzlich konnte ein erhöhter zentraler Kohärenzgrad von  $g^{(2)}(0) = 3$  experimentell nachgewiesen werden, der auf Überschuss-Photonenklumpen (engl.: photon extrabunching) hinweist [57].

Zusammenfassend sei also festgestellt, dass die räumlichen und spektralen Eigenschaften einer Lichtquelle und die Art des Photonenemissionsprozess die Kohärenzeigenschaften eines Strahlungsfeldes in den ersten beiden Ordnungen bestimmen. Die beiden klassischen Grenzfälle stellen dabei die kohärente Strahlung charakterisiert durch  $g^{(n)}(\tau) \equiv 1$  und die thermische Strahlung mit Photonenklumpen, charakterisiert durch  $g^{(2)}(0) = 2$ , dar. Das Intensitätsrauschverhalten dieser beiden Grenzfälle ist theoretisch gut verstanden und soll im nächsten Abschnitt vorgestellt werden.

## 2.2. Intensitätsrauschverhalten von Lichtquellen

In diesem Kapitel wird zunächst der Begriff des Intensitätsrauschens eingeführt, um in der Folge den Zusammenhang zwischen den Kohärenzeigenschaften und dem Rauschverhalten anhand der beiden klassischen Grenzfälle, einer kohärenten Laserquelle und einer hochgradig inkohärenten thermischen Quelle aufzuzeigen.

Der Begriff *Rauschen* bezeichnet statistisches Schwanken einer physikalischen Observablen um ihren Mittelwert. Dabei handelt es sich um ein allgegenwärtiges Phänomen, da fast alle Messgrößen zeitlich fluktuieren. In der Regel sind diese Schwankungen jedoch so rapide und von solch geringer Amplitude, dass sie im alltäglichen Leben nur selten wahrgenommen werden. Befindet sich die messtechnische



Anwendung jedoch an der physikalischen Detektionsgrenze, so können diese Schwankungen Messergebnisse sehr wohl beeinflussen, verfälschen, oder im ungünstigsten Fall, eine Messung gänzlich unmöglich machen. Für eine zuverlässige Detektion ist ein deutliches Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR) erforderlich. Dies motiviert die Suche nach den fundamentalen Ursachen des Rauschens, um, über das Verständnis der physikalischen Rauschmechanismen, das System besser zu verstehen und, basierend auf diesen Einblicken, die Optimierung des Messsystems voranzutreiben.

Häufig kommen in hochauflösenden Experimenten wie in der Spektroskopie oder Interferometrie optische Lichtquellen zum Einsatz und die Messgröße ist in gewisser Weise mit der Stärke der Lichtintensität verknüpft. Ein derzeit prominentes Beispiel eines solchen Messverfahrens stellt die optische Kohärenztomographie (engl.: optical coherence tomography, OCT) dar. Mittels optischer Rückstreuinterferometrie lassen sich dabei hochauflösende, dreidimensionale Tiefenprofile von menschlichem Gewebe oder anderen Materialien erstellen [18,58,59]. Das von der Probe zurückgestreute optische Signal ist meist von sehr geringer Intensität und stellt hohe Anforderungen an die Intensitätsstabilität der Lichtquelle. Keineswegs ist nämlich die von einer Lichtquelle emittierte optische Leistung zeitlich konstant. Je nach Typ der Lichtquelle vollführt die emittierte Intensität  $I(t)$  dramatische Fluktuationen um den Mittelwert  $\langle I \rangle$ . Eine typische Zeitserie eines fluktuierenden, optischen Signals ist in Abb. 6 dargestellt.

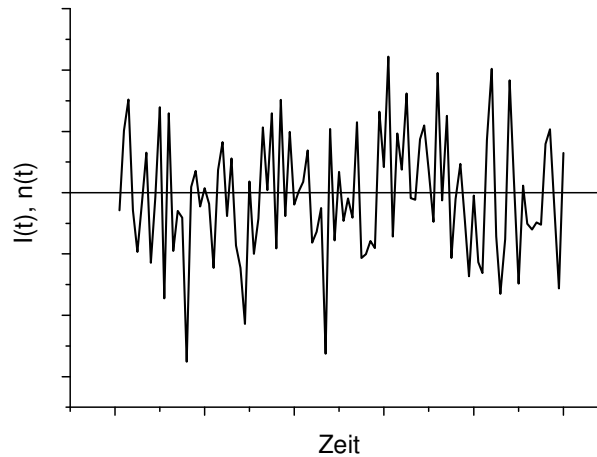


Abb. 6: Exemplarische Darstellung der Zeitserie einer fluktuierenden Lichtintensität  $I(t)$  oder Photonenzahl  $n(t)$ .

Eine Analyse des Intensitätsrauschens umfasst neben der Beschreibung der Stärke der Fluktuationen auch die Auswertung der auftretenden, charakteristischen Zeitskalen. Die zentrale Größe zur quantitativen Beschreibung des Intensitätsrauschens stellt dabei die spektrale optische Rauschleistungsdichte  $R(f)$  dar. Sie gibt die Rauschleistung einer Lichtquelle bei der Frequenz  $f$  innerhalb eines 1Hz-Frequenzbands an und ist über eine Fourier Transformation eng mit den Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung verknüpft [40]:

$$R(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle I(t) I(t + \tau) \rangle e^{i2\pi f \tau} d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} G^{(2)}(\tau) e^{i2\pi f \tau} d\tau \quad (2.14)$$

Dabei beschreibt  $G^{(2)}(\tau)$  die zeitliche Intensitätsautokorrelation ohne Normierung. Als frequenz- und leistungsabhängige Größe ist der Absolutwert der Rauschleistungsdichte jedoch von geringer Aussagekraft so dass oft auf eine Referenzgröße mit bekannten Rauschverhalten normiert wird. Das in dieser Arbeit verwendete Verfahren der Schrotrauschnormierung wird in Kapitel 3.2 vorgestellt.

Im Photonenbild ausgedrückt beschreiben Intensitätsschwankungen nichts anderes als die Fluktuationen der Photonenzahl  $n(t)$  um deren *Mittelwert*  $\langle n \rangle$ . Neben dem Mittelwert ist die *mittlere quadratische Abweichung*  $\langle \Delta n^2 \rangle$  von zentraler Bedeutung zur Beschreibung der Photonostatistik. Es wird sich zeigen, dass die Photonostatistik über die Kohärenzeigenschaften eng mit dem Photonenemissionsprozess verknüpft ist. Hier werden wieder die beiden klassischen Grenzfälle der kohärenten Laserquelle und der inkohärenten thermischen Lichtquelle vorgestellt.

Aus der quantenmechanischen Beschreibung des kohärenten Zustands lässt sich die Statistik kohärenter Strahlung direkt ableiten [14]. Ein kohärenter Photonenstrom wird durch stimulierte Emissionsprozesse erzeugt und folgt den Gesetzmäßigkeiten der Poisson-Statistik. Die Wahrscheinlichkeit in einem bestimmten Zeitintervall  $n$  Photonen vorzufinden ist gegeben durch:

$$p(n) = \frac{\langle n \rangle^n e^{-\langle n \rangle}}{n!} \quad (2.15)$$

wobei  $\langle n \rangle$  den Erwartungswert repräsentiert, der aus einer Vielzahl von Messungen unter identischen Bedingungen ermittelt wird. Die Poisson-Verteilung nimmt ihr Maximum bei  $n = \langle n \rangle$  an. Die *mittlere Abweichung*  $\langle \Delta n \rangle = 0$  verschwindet, was einer Lichtquelle mit zeitlich konstanter Intensität entspricht. Im Gegensatz zu nichtklassischen Licht (siehe Kapitel 2.1) besitzen kohärente Photonen aber keinen zeitlich konstanten Abstand zueinander, und so ergibt sich eine endliche mittlere quadratische Abweichung von:

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle \quad (2.16)$$

Die Schwankungen sind damit proportional zum Mittelwert. Die Poisson-Verteilung beschreibt im Allgemeinen zeitliche Phänomene, deren Einzelereignisse statistisch unabhängig voneinander sind. In Analogie zum Auftreffverhalten herabprasselnder Schrotkugeln wird das Intensitätsrauschen welches der Poisson-Statistik folgt, als *Schrotrauschen* (engl.: Shot Noise) bezeichnet. Typische Lichtquellen, die kohärentes Licht emittieren und damit Schrotrauschen zeigen, sind extrem schmalbandige Monomodenlaser [60].

Das Schrotrauschen resultiert aus der Quantennatur des Lichts und stellt das fundamentale Rauschlimit einer klassischen Lichtquelle dar. Dieses Standardquantenlimit bietet somit eine geeignete Referenzgröße zur Beurteilung der statistischen Eigenschaften von Lichtquellen. Hier wird entsprechend in sub- und superpoisson-verteiltes Licht unterschieden:

- Subpoisson-Statistik  $\langle \Delta n^2 \rangle < \langle n \rangle$
- Poisson-Statistik  $\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle$
- Superpoisson-Statistik  $\langle \Delta n^2 \rangle > \langle n \rangle$

Im Vergleich zu kohärentem Licht ist der Photonenstrom bei nichtklassischem Licht geordneter und die Fluktuationen sind subpoisson, also reduziert. Solch regularisierte Photonenströme werden als amplitudengequetschte Lichtzustände (engl.: amplitude squeezed) bezeichnet [61,62]. Ihre experimentell herausfordernde Erzeugung und Detektion ist von herausragender Bedeutung für die Quantenoptik. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich jedoch nicht mit der Untersuchung gequetschter Lichtzustände.

Ausgehend von einer kohärenten Quelle führt jegliches Zusatzrauschen zu einer Erhöhung der Fluktuationen mit superpoissonischem Rauschverhalten. Das Zusatzrauschen kann einerseits von externen Quellen wie beispielsweise einer verrauschten Pumpquelle oder mechanischen Vibrationen optischer Komponenten herrühren, es sind aber auch intrinsische Mechanismen möglich. So führt beispielsweise eine Aufteilung des Lichts auf mehrere optische Moden, dies können longitudinale [63], transversale [64] aber auch Polarisationsmoden [65] sein, zu einem zusätzlichen Modenverteilungsrauschen in Multimodenlasern [66,67]. Denkbar ist jedoch auch, dass die untersuchte Lichtquelle eine zeitlich fluktuierende Intensität ( $\langle \Delta n \rangle > 0$ ) aufweist, wie im Fall von thermischen Lichtquellen.

Bereits 1909 erkannte Einstein, dass thermische Fluktuationen bei einer Strahlungsquelle im thermodynamischen Gleichgewicht Intensitätsfluktuationen hervorrufen [5]. Lange vor Erfindung des Lasers war also bekannt, dass bei der spontanen Emission einer spektral-breitbandigen Quelle, wie beispielsweise einem Schwarzkörperstrahler, neben der Quantennatur, auch der Wellencharakter des Lichts einen Beitrag zum Intensitätsrauschen liefert. Durch den Wellencharakter des Lichts sind Interferenzeffekte möglich, die zu einer zeitlich fluktuierenden Intensität führen. Hintergrund ist, dass die Wellenzüge bei der spontanen Emission keine feste Phasenbeziehung zueinander haben, sie also innerhalb des Kohärenzvolumens miteinander interferieren können.

Das Kohärenzvolumen  $V_{\text{coh}} = A_{\text{coh}} \cdot L_{\text{coh}}$  spiegelt dabei die räumlichen und zeitlichen Kohärenzeigenschaften der Lichtquelle in erster Ordnung wider. Schematisch ist es in Abb. 7 dargestellt.

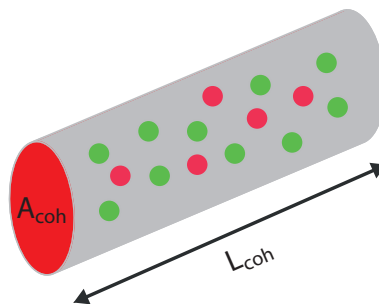


Abb. 7: Schematische Darstellung des Kohärenzvolumens gegeben durch Kohärenzfläche  $A_{\text{coh}}$  und Kohärenzlänge  $L_{\text{coh}}$ . Die Punkte repräsentieren Photonen die sich, wie farblich angedeutet, in der Energie oder im Polarisationszustand unterscheiden können.

Die Grundfläche entspricht dabei der Kohärenzfläche und die Länge ist durch die Kohärenzlänge gegeben. Die Größe des Kohärenzvolumens, und damit die Anzahl der interferenzfähigen Photonen nimmt entsprechend mit steigender Kohärenzfläche und -länge zu. Zusätzlich erhöht sich die Anzahl der Photonen innerhalb  $V_{\text{coh}}$  mit zunehmender optischer Leistung. Weiterhin muss auch der Polarisationszustand der untersuchten Photonen berücksichtigt werden. Bevölkern alle Photonen den gleichen Polarisationszustand, können sie als Folge des Superpositionsprinzips miteinander interferieren. Sind sie jedoch zu gleichen Teilen senkrecht zueinander polarisiert, oder gar unpolarisiert, so kann im Mittel nur die Hälfte der Photonen interferieren. Am wahrscheinlichsten ist die paarweise Interferenz von Photonen. Wie die statistische Betrachtung im folgenden Abschnitt zeigt, bewirkt dieser Zweiphotonenprozess, dass die aus dem Wellencharakter des Lichts herrührenden Fluktuationen quadratisch von der Photonenzahl abhängen.

Bei einer thermischen Quelle folgen die Photonen der Bose-Einstein-Statistik [5]. Die Wahrscheinlichkeit für die Besetzung einer einzelnen optischen Mode mit  $n$  Photonen gegeben durch:

$$p(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{(1 + \langle n \rangle)^{n+1}}. \quad (2.17)$$

Beim Vergleich der Wahrscheinlichkeitsverteilungen einer kohärenten und einer thermischen Quelle bei gleicher mittlerer Photonenzahl fällt auf, dass die Maxima an unterschiedlichen Positionen angenommen werden (siehe Abb. 8). Die Poisson-Verteilung nimmt ihr Maximum stets bei  $\langle n \rangle$  an, das Maximum der Bose-Einstein-Verteilung hingegen liegt unabhängig vom Mittelwert bei  $n = 0$ . Hierdurch nimmt die mittlere quadratische Abweichung der Bose-Einstein-Verteilung für große  $\langle n \rangle$  stärker zu.

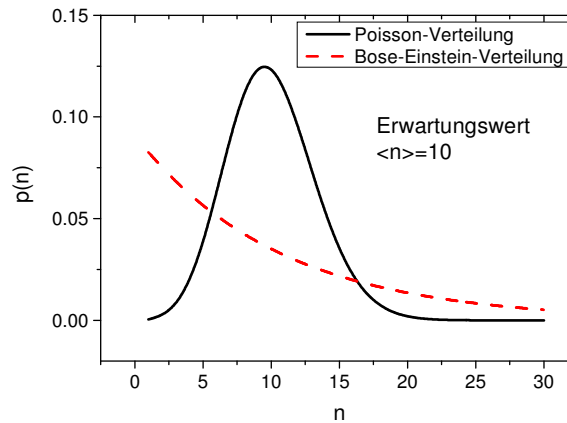


Abb. 8: Vergleich der Wahrscheinlichkeitsverteilungen einer kohärenten (Poisson-Statistik) und einer inkohärenten (Bose-Einstein-Statistik) Lichtquelle bei einem Erwartungswert von  $\langle n \rangle = 10$ .

Für ein reales thermisches Strahlungsfeld in dem eine Vielzahl optischer Moden zur spektralen Breite  $\Delta\nu$  beiträgt ist  $\langle \Delta n^2 \rangle$  gegeben durch [68]:

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle + \langle n \rangle^2 \frac{A_{\text{coh}}}{A_{\text{det}}} \frac{\Delta\nu_{\text{det}}}{\Delta\nu} P_{\text{Pol}}, \quad (2.18)$$

$$\text{wobei } \frac{A_{\text{coh}}}{A_{\text{det}}} = 1, \text{ wenn } A_{\text{coh}} > A_{\text{det}}, \quad (2.19)$$

$$\frac{\Delta\nu_{\text{det}}}{\Delta\nu} = 1, \text{ wenn } \Delta\nu_{\text{det}} > \Delta\nu \quad (2.20)$$

$$\text{und } P_{\text{Pol}} = 2 \text{ für polarisiertes und } P_{\text{Pol}} = 1 \text{ für unpolarisiertes Licht.} \quad (2.21)$$

Die Intensitätsfluktuationen einer thermischen Quelle setzen sich also aus zwei Anteilen zusammen. Der erste Summand in Gleichung (2.18) beschreibt, wie auch bei der kohärenten Quelle, das Schrotrauschen, das seine Ursache in der Quantennatur des Lichts hat. Der zweite, zusätzliche Summand, wird als *Überschussrauschen* (engl.: excess noise) bezeichnet und rührt vom Wellencharakter des Lichts her. Das Überschussrauschen hängt quadratisch von der mittleren Photonenzahl ab. Zudem gehen hier die Kohärenzeigenschaften erster Ordnung ein. Einmal räumlich, über die Kohärenzfläche  $A_{\text{coh}}$ , aber auch zeitlich, über die spektrale Breite  $\Delta\nu$ . Je nach Polarisationszustand des Lichts können sich die Fluktuationen um den Faktor 2 unterscheiden, wobei unpolarisiertes Licht rauschärmer ist.

Die experimentell detektierten Intensitätsfluktuationen hängen einerseits vom untersuchten Lichtzustand, andererseits aber auch von den Eigenschaften des Detektionssystems ab. Neben der Detektionsfläche  $A_{\text{det}}$ , geht auch die Frequenzbandbreite des Detektors  $\Delta\nu_{\text{det}}$  ein. Zur experimentellen Rauschdetektion wird in dieser Arbeit die Methode der direkten Detektion verwendet. Sie wird in Kapitel 3.2 vorgestellt.

Typische Vertreter von Lichtquellen die thermisches Rauschverhalten zeigen sind Schwarzkörperstrahler wie die Sonne oder Halogenlampen [38], aber auch Gasentladungslampen [17]. Ausgehend von Gleichung (2.18) kann das Intensitätsrauschen solcher Lichtquellen über die Manipulation der Kohärenzeigenschaften erster Ordnung optimiert werden. Verkleinert sich beispielsweise die Kohärenzfläche  $A_{\text{coh}}$ , indem die Ausdehnung der Lichtquelle vergrößert wird, so reduziert sich das Zusatzrauschen. Der Nachteil eines solchen Flächenstrahlers ist jedoch, dass er divergentes Licht emittiert, was die Fokussierung schwierig und damit die Einkopplung in Glasfasern, zwecks Strahlführung, ineffizient macht. Alternativ kann zur Rauschreduktion die spektrale Breite  $\Delta\nu$  der Lichtquelle erhöht werden. Hierdurch verkleinert sich das Kohärenzvolumen und die Anzahl der interferenzfähigen Photonen nimmt ab. Aus praktischer Sicht ist also eine in erster Ordnung räumlich kohärente und zeitlich inkohärente Lichtquelle vorteilhaft.

Die Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung hingegen legen die zugrundeliegende Photonenstatistik fest. Bei der für eine thermische Quelle gültigen Bose-Einstein-Verteilung hängt der zweite Summand in  $\langle \Delta n^2 \rangle$  quadratisch von  $\langle n \rangle$  ab. In Abb. 9 sind die Fluktuation in der Photonenzahl sowohl für die Summe wie auch die beiden Summanden aus Gleichung (2.18) separat dargestellt. Die Vorfaktoren im Zusatzrauschen wurden dafür gleich 1 gesetzt. Während das Schrotrauschen bei geringen Photonenzahlen dominiert, werden die Intensitätsfluktuationen bei hohen Leistungen vom Zusatzrauschen dominiert.

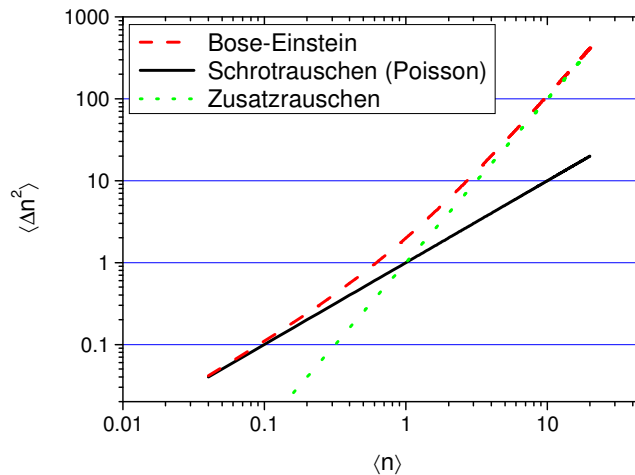


Abb. 9: Mittlere quadratische Abweichung der Bose-Einstein-Verteilung, sowie den beiden einzelnen Summanden.

Ausgehend von den beiden klassischen Grenzfällen stellt sich in der Anwendung häufig die Frage, ob eine schmalbandige, kohärente Lichtquelle mit geringem Intensitätsrauschen, oder eine spektral-breitbandige inkohärente Lichtquelle mit hohem Zusatzrauschen eingesetzt werden soll. Sowohl von der Anwenderseite, als auch aus physikalischer Sicht ist es somit von Interesse der fundamentalen Frage nachzugehen, ob sich eine Brücke schlagen lässt zwischen den Welten der kohärenten und inkohärenten Lichtzustände. Gesucht ist also eine Lichtquelle, deren Photonenemissionsprozess sowohl spektral-breitbandige, spontane, wie auch intensitätsstabilisierende, stimulierte Bestandteile enthält.

---

Vielversprechende Kandidaten für die Erzeugung dieses zeitlich hybrid-kohärenten Lichts stellen verstärkt spontan-emittierende Lichtquellen dar. Ein effizienter und zugleich kompakter Vertreter sind hier Quantenpunkt-Superlumineszenzdiolen (QP-SLD), die in dieser Arbeit untersucht, und im folgenden Kapitel eingeführt werden.

### 2.3. Quantenpunkt-Superlumineszenzdiolen (QP-SLDs)

Motiviert von einem besseren Verständnis in der fundamentalen Fragestellung der Lichterzeugung, aber auch der Realisierung einer optimierten Lichtquelle für die Anwendung, soll hier das Potenzial der Quantenpunkt-Superlumineszenzdiode in Bezug auf die Erzeugung zeitlich hybrid-kohärenten Lichts vorgestellt werden. Mit hybrid-kohärent wird hier Licht bezeichnet, welches gleichzeitig spektral-breitbandig, also zeitlich inkohärent in erster Ordnung, und, aufgrund von reduziertem Photonenklumpen, intensitätsstabilisiert, also zeitlich kohärent in zweiter Ordnung, ist.

Zeitlich inkohärente Quellen mit spektralen Breiten im THz-Bereich kommen in vielen optischen Messsystemen zum Einsatz. In der optischen Kohärenztomographie [69] sowie der interferometrischen Längen- und Rotationsmessung [70,71] verhindert eine kurze Kohärenzlänge breitbandiger Strahlung störende Interferenzeffekte zwischen reflektierten Teilstrahlen unterschiedlicher Eindringtiefe und ermöglicht so eine hohe Auflösung. In der optischen Datenkommunikation wird das breitbandige Spektrum genutzt um Informationen in unterschiedlichen spektralen Kanälen simultan zu übertragen [72]. Die vielfältigen Einsatzmöglichkeiten haben mit ihren jeweils spezifischen Anforderungen an die optischen Emissionsparameter dazu geführt, dass sich im Laufe der Zeit ein ganzer Zoo unterschiedlicher Lichtquellen etabliert hat.

Als klassische Breitbandquelle können Schwarzkörperstrahler oder LEDs verwendet werden, wobei ihre räumlich divergenten Emissionseigenschaften in der Anwendung oft nachteilig sind. Extrem breitbandige und zudem gerichtete Strahlung kann beispielsweise mit Hilfe von Hochleistungs-Kurzpulslasern in photonisch-aktiven Glasfasern (engl.: photonic crystal fiber) realisiert werden [20]. Diese etablierte Art der Superkontinuumserzeugung ist jedoch mit hohen Kosten verbunden und erfordert eine aufwändige Abstimmung der verwendeten Komponenten. Ein alternativer Ansatz auf der Basis nichtresonanter Faserlaser wurde kürzlich im Wellenlängenbereich um  $1,55\mu\text{m}$  realisiert [22] und eignet sich damit besonders für den Einsatz in der Datenkommunikation. Auch die spektrale Aufweitung schmalbandiger Laserquellen mittels akusto- oder elektrooptischer Modulatoren wurde in der Vergangenheit demonstriert [73] und repräsentiert ein aktuelles Forschungsgebiet [21]. Allerdings limitiert die maximale Modulationsfrequenz die erreichbaren spektralen Bandbreiten auf den MHz-Bereich.

Eine vielversprechende, sowohl breitbandig, als auch räumlich-gerichtet emittierende Lichtquelle auf Halbleiterbasis stellen Superlumineszenzdiolen dar. Ihre Vorzüge liegen in der kompakten Bauform, der hohen Effizienz, insbesondere aber in den vielfältigen Anpassungsmöglichkeiten der spektralen Eigenschaften. Über die geeignete Selektion des Gewinnmaterials lässt sich der gesamte Spektralbereich von 400nm bis 2000nm im Rahmen mehrerer Einzelemitter nahezu durchgängig abdecken. Zusätzliche Freiheitsgrade zur Optimierung der optischen Eigenschaften, Zentralwellenlänge und spektrale Breite, bietet eine Strukturierung des Gewinnmaterials wie sie im Fall der Quantenpunkt-Gewinnmedien realisiert ist.

### 2.3.1. Quantenpunkt-Gewinnmedien

Quantenpunkt-Gewinnmedien basieren auf einer Strukturierung des aktiven Mediums auf der Größenordnung weniger Nanometer. Dabei wird ein Halbleitermaterial geringer Bandlücke von Material höherer Bandlücke eingeschlossen. Durch den Übergang von Volumen- [74], über Quantenfilm- [75] und Quantendraht- [76], hin zu Quantenpunkt-Gewinnmedien [77] wird die Bewegungsfreiheit der Ladungsträger in der aktiven Zone sukzessive eingeschränkt. In Quantenpunkten sind die Ladungsträger in allen drei Raumrichtungen auf einem Bereich ihrer DeBroglie-Wellenlänge eingeschlossen. Dies führt, wie aus der quantenmechanischen Beschreibung eines Teilchens in einem engen Potenzialtopf bekannt ist, zur Quantisierung der erlaubten Energiezustände. In Abb. 10 ist die resultierende Zustandsdichte (engl.: density of states) beim Übergang vom Volumen- zum Quantenpunktmedium illustriert.

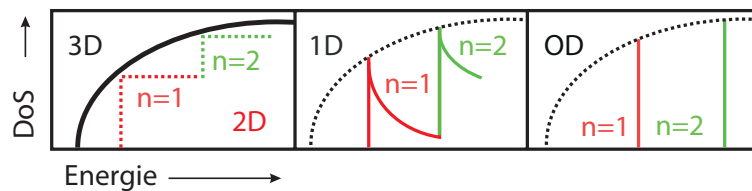


Abb. 10: Schematische Darstellung der energetischen Zustandsdichte (engl.: Density of States, DoS) niederdimensionaler Gewinnmedien mit einem Kontinuum an Zuständen für (3D) Volumen-, (2D) Quantenfilm- und (1D) Quantendrahtmedien. Diskretisierte Zustände treten bei den (0D) Quantenpunkten auf.

Die Ladungsträger in einem Quantenpunkt können ähnlich wie die Elektronen in einem Atom nur bestimmte, diskrete Energiezustände einnehmen. Diese Quantisierung führt zu einer Reihe faszinierender elektrischer und optischer Eigenschaften, die Gegenstand aktueller Forschung sind. Besonders prominent sind hier Untersuchungen, die auf die Quantennatur von Materie und Strahlung abzielen. So werden die elektrischen Transportprozesse in einzelnen Quantenpunkten genauestens untersucht, um die Realisierung von effizienten Einzelelektronentransistoren voranzutreiben [35,36]. Auch im Bereich der deterministischen Einzelphotonenquelle und des verzögerten Lichts (engl.: slow light) werden Quantenpunkte zur Erzeugung nichtklassischer Lichtzustände verwendet [37,78,79,80].

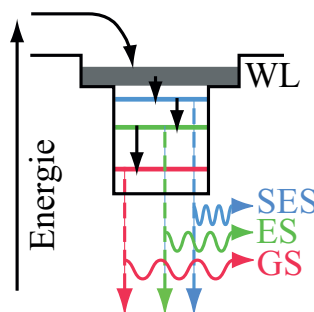


Abb. 11: Optische Übergänge (farbige Pfeile) in einem einzelnen Quantenpunkt. Gezeigt ist nur das Leitungsband mit den diskreten Energieniveaus von Grundzustand (GS), erstem (ES) und zweitem angeregten (SES) Zustand und dem Kontinuum an Zuständen in der Benetzungsschicht (engl.: wetting layer, WL), sowie einer möglichen Anregungskaskade (schwarze Pfeile).

In dieser Arbeit liegt der Fokus auf der Untersuchung der optischen Emissionseigenschaften der Quantenpunkte. Hierzu wird das Gewinnmedium mit einem elektrischen Strom angeregt. Durch elektrische Injektion von Ladungsträgern treten sowohl strahlende, wie auch nichtstrahlende Rekombinationsprozesse auf [81,82]. Bei der strahlenden Rekombination von Elektronen aus dem Leitungsband mit Löchern aus dem Valenzband werden Photonen emittiert. Der energetisch



tiefstliegende optische Übergang in einem einzelnen Quantenpunkt wird dabei als Grundzustand (engl.: ground state, GS) bezeichnet. Ihm folgen der erste (engl.: excited state, ES), zweite (engl.: second excited state, SES) und weitere angeregte Zustände bei höheren Energien (siehe Abb. 11).

Die Energie der emittierten Photonen entspricht dabei der Energiedifferenz der beiden rekombinierenden Zustände. Die genaue Lage dieser Energieniveaus wird von einer ganzen Reihe an Parametern beeinflusst und ist einerseits abhängig von den Eigenschaften des Quantenpunkts selbst, wie zum Beispiel Materialkomposition, Größe oder auch Form [83,84], andererseits aber auch bestimmt durch äußere Einflüsse wie beispielsweise die Temperatur [85], die neben der Variation der Bandlücke zusätzlich auch die Rekombinationsraten und damit die Effizienz der Lichterzeugung beeinflusst.

Die Lichterzeugung ist eng mit dem Ladungsträgerverhalten in den Quantenpunkten verknüpft, so hängt die Intensität der einzelnen optischen Übergänge von der *Besetzungszahl* der Energiezustände ab. Die Ladungsträgerdynamik in Quantenpunktsystemen weist zahlreiche probenspezifische Abhängigkeiten auf, deren ausführliche Beschreibung den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde. Daher soll hier eine qualitative Erläuterung der relevanten Mechanismen an einem einzelnen Quantenpunkt genügen<sup>5</sup>.

Die *Besetzungszahl* ist gegeben durch das Produkt aus Zustandsdichte und Besetzungswahrscheinlichkeit [86]. Die *Zustandsdichte*, also die Anzahl der verfügbaren Zustände in einem Energieintervall, ist durch den Grad der Entartung der beteiligten Energieniveaus und durch thermische Prozesse bestimmt. Während die tiefsten Energiezustände ausschließlich Spinentartung (S-Symmetrie) zeigen, tritt bei den angeregten Zuständen zusätzlich Drehimpulsentartung [87] auf, also P-, vereinzelt sogar D-Symmetrie. Dementsprechend nimmt die Dichte der verfügbaren Zustände mit steigender Energie zu (siehe Abb. 12, links). Die Temperatur hingegen bewirkt im Gestalt phononischer Anregungen einen Ladungsträgertransfer aus dem Quantenpunkt heraus in die energetisch höherliegenden Kontinuumszustände des Umgebungsmaterials [88]. Diese thermisch-induzierte Entvölkerung des Quantenpunkts führt dazu, dass im Mittel stets einige der Energieniveaus unbesetzt sind. Bei tieferen Temperaturen nehmen die nichtstrahlenden thermischen Verluste ab.



Abb. 12: Links: Schematische Darstellung der Drehimpulsentartung der Energieniveaus in einem einzelnen Quantenpunkt. Die Anzahl der Zustände, verdeutlicht durch die Anzahl der Kreise, nimmt mit steigender Energie zu. Rechts: Die Fermi-Dirac Verteilung beschreibt die Besetzungswahrscheinlichkeit der Energieniveaus innerhalb eines Quantenpunkts. Bei der Temperatur  $T=0$  (schwarz) weist die Besetzungswahrscheinlichkeit einen Sprung an der Fermi-Energie  $E_f$  auf. Dieser Übergang weicht mit zunehmender Temperatur (blau, orange, rot) auf.

Die *Besetzungswahrscheinlichkeit* der einzelnen Energieniveaus innerhalb eines Quantenpunkts hängt sowohl von der Temperatur als auch von der Anzahl der injizierter Ladungsträger ab und wird sehr gut durch die Fermi-Dirac Verteilung beschrieben [89]. Bei der Temperatur  $T=0$  sind alle Zustände bis zur Fermi-Energie besetzt (siehe Abb. 12, rechts). Nimmt die Temperatur zu, weicht der scharfe

<sup>5</sup> Die Temperaturabhängigkeit der Emissionscharakteristik von Quantenpunkt-SLDs wird in Kapitel 5 eingehend untersucht.



Übergang an der Fermi-Kante zunehmend auf. Es bleiben dann Zustände unterhalb der Fermi-Energie unbesetzt, im Gegenzug sind höherenergetische Zustände bevölkert. Die Lage der Fermi-Energie ist dabei abhängig von der Anregungsstärke, in unserem Fall also von der Höhe des Pumpstroms [90]. Bei geringem Pumpstrom sind nur die Energieniveaus im Grundzustand besetzt. Bei erhöhtem Pumpstrom können ebenfalls höherliegende Energieniveaus besetzt werden. Dabei stellt sich ein Gleichgewichtszustand zwischen den injizierten Ladungsträgern, der strahlenden Rekombination und den nichtstrahlenden Verlusten ein.

In dieser Arbeit werden die optischen Emissionseigenschaften von Quantenpunkt-Gewinnmedien untersucht. Das aktive Volumen einzelner Quantenpunkte, und die damit zu erzielende Verstärkung sind sehr gering. Um dennoch eine hohe optische Verstärkung zu erreichen, wird die Anzahl der Quantenpunkte im Gewinnmedium erhöht. Ein solches Quantenpunkt-Ensemble kann Punktdichten von über 1000 Punkten pro Quadratmikrometer aufweisen [91].

Sind alle Quantenpunkte des Ensembles identisch, so liegt ein diskretes Gewinnspektrum entsprechend der optisch möglichen Übergänge vor. Solch identische Quantenpunktsysteme lassen sich mithilfe lithografischer Ätztechniken herstellen [92]. Allerdings sind hier nur geringe Quantenpunktdichten realisierbar. Zudem treten an den Grenzflächen der einzelnen Quantenpunkte Defekte auf, die nichtstrahlende Verluste begünstigen, und die Effizienz des Materials herabsetzen.

Ein alternatives Verfahren zur Herstellung von Quantenpunkt-Gewinnmedien mit hohen Punkt- und geringen Defektdichten ist das selbstorganisierte epitaktische Wachstum nach der Stranksi-Krastanow-Methode [93]. Dabei werden mittels Molekularstrahl- oder metallorganischer Gasphasenepitaxie dünne Schichten aus Halbleitermaterial unterschiedlicher Gitterkonstante und Bandlücke aufeinander gewachsen. An der Grenzfläche führen die unterschiedlichen Gitterkonstanten zu mechanischen Verspannungen. Um einen effektiven Ladungsträgereinschluss zu gewährleisten, wird ein Material geringer Bandlücke auf einem Material mit größerer Bandlücke abgeschieden. Im Wachstumsprozess bildet sich zunächst eine dünne Benetzungsschicht (engl.: wettinglayer, WL). Oberhalb einer kritischen Schichtdicke jedoch bewirkt mechanischer Stress das Aufbrechen der oberen Deckschicht und führt zu selbstorganisierter Strukturbildung in Gestalt kleiner Inseln, den sogenannten Quantenpunkten.

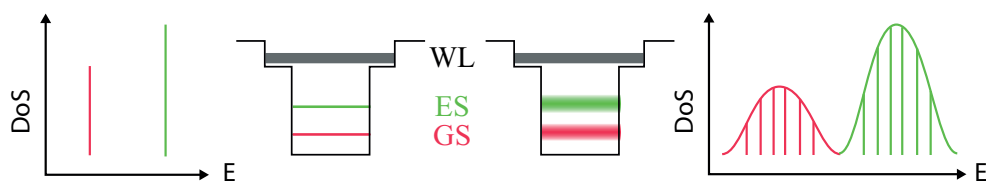


Abb. 13: Schematische Darstellung der inhomogenen Gewinnverbreiterung im Quantenpunktmedium aufgrund der Größenverteilung des Quantenpunkt-Ensembles. Links: Zustandsdichte eines Quantenpunkt-Ensembles mit homogener Verteilung der Energieniveaus. Rechts: Effektive Verbreiterung der Energieniveaus bei Mittelung über die Einzelniveaus eines Quantenpunkt-Ensembles mit gauß-verteilter Punktgrößen und resultierender inhomogen verbreiteter Zustandsdichte.

Die Größe der Quantenpunkte folgt dabei einem delikaten Kräftegleichgewicht aus Oberflächenspannung und mechanischem Stress [94] und stellt sehr hohe Ansprüche an die Kontrolle der epitaktischen Prozessparameter. Durch die selbstorganisierte Natur des Wachstumsprozesses haben nicht alle Quantenpunkte die gleiche Größe. Vielmehr sind die Punktgrößen gaußverteilt mit einer Schwankungsbreite von etwa 10 Prozent [95]. In der Folge sind auch die einzelnen Energieniveaus gaußverteilt und das Gewinnmaterial verfügt über eine große inhomogene Gewinnverbreiterung (siehe Abb. 13).

Die spektrale Verbreiterung der Energieniveaus an sich, aber auch die Option, einzelne inhomogen verbreiterte Übergänge zu kombinieren, ermöglicht, durch die Wahl geeigneter Quantenpunkt-Materialsysteme, die lückenlose Erschließung des gesamten Spektralbereichs von 700nm bis  $2\mu\text{m}$ . Von besonderer Bedeutung für die Datenkommunikation sind hier Wellenlängen im Bereich  $1,55\mu\text{m}$ . Für die medizinisch bildgebenden Verfahren zur Untersuchung menschlichen Gewebes sind Zentralwellenlängen bei  $1,3\mu\text{m}$ , in der Augenheilkunde bei  $1\mu\text{m}$  besonders interessant. Hier konnten Quantenpunktmedien spektrale Fenster konventioneller Volumen-, oder Quantenfilmgewinnmedien erfolgreich schließen. Zudem erreichen moderne Quantenpunktmaterialien enorm hohe spektrale Gewinnbreiten die bis zu 50 Prozent über den Werten von Quantenfilmmaterialien liegen und die erzielbare Auflösung in der Anwendung deutlich verbessern [41].

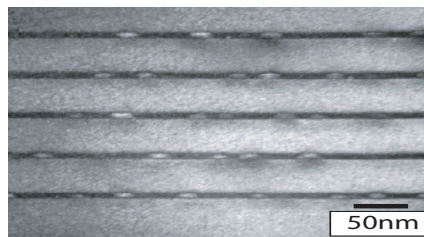


Abb. 14: TEM Aufnahme eines exemplarischen Quantenpunkt-Mehrschichtsystems aus [96]. Die Quantenpunkte sind statistisch verteilt in Quantenfilmstrukturen (dunkle Streifen) eingebettet und durch Pufferschichten voneinander isoliert.

Aktuell liegt die maximal erreichte spektrale Breite im Bereich von 130nm [97,98] bei Quantenpunktssystemen im Wellenlängenbereich von  $1,3\mu\text{m}$ , und bei sogar 180nm bei  $1,55\mu\text{m}$  [99]. Für die Realisierung solch außergewöhnlich hoher Spektralbreiten reicht die inhomogene Verbreiterung aus der Größenverteilung eines einzelnen Quantenpunkt-Ensembles nicht aus. So werden in der Regel mehrere Schichten von Quantenpunkt-Gewinnmedien mit leicht unterschiedlichen Eigenschaften übereinander gewachsen (engl.: chirping) [100]. Die einzelnen Quantenpunktschichten sind dabei über Pufferschichten voneinander getrennt (siehe Abb. 14). Neben einer Erhöhung der spektralen Gesamtbreite lässt sich so die Emission aus Grund- und angeregtem Zustand geeignet aufeinander abstimmen. Zusätzlich zur Variation der Quantenpunkt-Parameter kann zur Anpassung der spektralen Eigenschaften auch die Materialkomposition des Umgebungsmaterials optimiert werden [101].

Weitere Vorteile bringt die Einbettung der Quantenpunkte in eine Quantenfilm-Überstruktur, die sogenannte Dot-in-Well Strategie [102]. Neuerdings lässt sich die spektrale Breite auch über eine Doppelschichtstrategie (engl.: bilayer) erhöhen, indem statt wie bisher eine, gleich zwei Quantenpunktschichten direkt aufeinander gewachsen werden die dann wiederum durch Pufferschichten voneinander getrennt sind [103,104]. Die Kombination mehrerer Quantenpunktschichten bringt zusätzlich den Vorteil eines höheren Gewinnes, da das aktive Volumen erhöht wird. Um in einer Quantenpunktstruktur eine ähnlich hohe Verstärkung wie bei einer vergleichbaren Quantenfilmstruktur zu erreichen, werden typischerweise zwischen 5 und 15 Einzelschichten benötigt [105].

Um das breitbandige Verstärkungspotenzial von Quantenpunkt-Gewinnmedien effizient in eine spektral-breitbandige Emission mit hoher Leistung umzusetzen, ist eine geeignete Geometrie der Lichtquelle erforderlich. Hier bietet sich die Superlumineszenzdiode an.

### 2.3.2. Superlumineszenzioden

Die ersten Superlumineszenzioden wurden bereits in den 70er Jahren für den Einsatz in faseroptischen Gyroskopen hergestellt und basierten auf einem Volumengewinnmaterial mit einer Doppelheterostruktur [106,30]. Sie verfügten bereits über eine hohe optische Ausgangsleistung im Milliwatt-Bereich; die spektrale Breite von maximal 8nm bei 870nm fiel jedoch noch recht gering aus. Für die kommerzielle Fertigung wurden SLDs mit der Einführung von Quantenfilm-Gewinnmedien [107] und Quantenfilm-Mehrschichtsystemen [108] interessant. Erste Multi-Quantenfilm-SLDs erreichten Bandbreiten von über 50nm bei 800nm Zentralwellenlänge und Leistungen im zweistelligen Milliwatt-Bereich. Die Eigenschaften der Quantenfilm-Gewinnmedien sind bereits von der Laserfertigung her wohlbekannt und so sind sie auch heute noch das dominierende Gewinnmedium in der kommerziellen SLD Fertigung. Die ersten SLDs mit Quantenpunkt-Gewinnmedien werden seit 2008 von der Firma Innolume kommerziell vertrieben und erobern sich seither schrittweise Marktanteile. Durch die kontinuierliche Optimierung der Gewinnmedien, aber auch der Bauteilgeometrien sind SLDs heute über einen weiten Spektralbereich von 420nm [109] bis  $2,4\mu\text{m}$  [110] mit optischen Leistungen von über 100mW [111] verfügbar.

Die Lichterzeugung in SLDs geschieht, wie auch bei LEDs und Laserdioden, in einer aktiven Zone, die in einen p-n Übergang eingebettet ist. Durch Anlegen einer Vorwärtsspannung werden Ladungsträger in die aktive Zone injiziert, die unter der Aussendung von Strahlung rekombinieren. Von der Bauteilgeometrie her ähnelt die SLD einer kantenemittierenden Laserdiode. Durch die Verwendung spezieller Wellenleiterdesigns kombiniert die SLD Laser- und LED-typische Eigenschaften in ihrer Emissionscharakteristik (siehe Tabelle 1). Tabelle 1

Tabelle 1: Vergleich der Emissionseigenschaften von LED, SLD und Laserdiode.

	LED	SLD	Laserdiode
Optisches Spektrum	<b>breit</b>	<b>breit</b>	schmal
Zeitliche Kohärenzlänge	<b>kurz</b>	<b>kurz</b>	lang
Räumliche Emission	divergent	<b>gerichtet</b>	<b>gerichtet</b>
Räumliche Kohärenz	niedrig	<b>hoch</b>	<b>hoch</b>
Ausgangsleistung (pro Raumwinkelement)	niedrig	mittel	hoch
Photonenemissionsprozess	spontan	verstärkt-spontan	stimuliert

Die SLD vereint die hohe räumliche Kohärenz einer Laserdiode mit der hohen spektralen Breite einer LED. Um dies zu erreichen, wird neben einem breitbandigen Gewinnmedium auch eine spezielle, nichtresonante Wellenleiterstruktur verwendet. So muss die modale Emission selbst bei hoher spektraler Verstärkung wirksam verhindert werden. Dabei haben sich verschiedene Klassen von Geometrien etabliert, die im Folgenden kurz vorgestellt werden:

- **Verkippte Wellenleiter (engl.: tilted waveguide):** Der optische Wellenleiter wird um einen Winkel zwischen  $5-8^\circ$  gegen die Längsachse der SLD verkippt [112]. Zusätzlich werden auf den Austrittsfacetten Antireflex (AR) -Beschichtungen aus abwechselnd hoch- und niederbrechendem Material aufgedampft. Das Bauteil emittiert beidseitig.

- **Gebogene Wellenleiter (engl.: bent waveguide):** Der Wellenleiter wird einseitig gekrümmt, so dass in der Draufsicht eine Form ähnlich einem Hockeyschläger entsteht. Die Rückfacette ist hoch-, die Vorderfacette antireflex-beschichtet. Der zweifache Durchgang durch das Gewinnmaterial ermöglicht so hohe Ausgangsleistungen [113].
- **Mehrsegmentgeometrie (engl.: multisection):** Die SLD verfügt über mehrere voneinander unabhängig pumpbare Sektionen. So lässt sich das optische Spektrum optimal an die Anwendung anpassen. Modale Emission wird durch absorbierende Sektionen verhindert [97,114].
- **Interferometrische Wellenleiter:** Besonders hohe Ausgangsleistungen (100mW) lassen sich über die Einbettung von aktiven Multimoden-Interferometern in den dadurch segmentierten Wellenleiter realisieren. Zusätzlich kann der Wellenleiter verkippt und die Facetten antireflex beschichtet werden [115].
- **Senkrechter V-Graben (engl.: V-groove):** Ein sich lateral verbreiternder (engl.: tapered) Wellenleiter in Kombination mit einer Absorbersektion und einer V-förmigen Vertiefung in Wachstums-, aber senkrecht zur Längsachse [116] ermöglicht eine unkomplizierte Breitbandemission ohne Facettenbehandlung.

SLDs unterscheiden sich im Aufbau nur geringfügig von optischen Verstärkern auf Halbleiterbasis (engl.: semiconductor optical amplifier, SOA) und können somit, bei geeigneter Bauform, auch für die optische Signalverstärkung verwendet werden.

In dieser Arbeit werden SLDs mit verkipptem Wellenleiter und antireflex-beschichteten Facetten untersucht. Die hohe Verstärkung in den SLDs in Kombination mit unterdrückter modaler Emission führt zu einem interessanten Photonenemissionsprozess, der verstärkten spontanen Emission (engl.: amplified spontaneous emission, ASE). Anfänglich spontan emittierte Photonen<sup>6</sup> erfahren bei der Propagation entlang des Wellenleiters eine moderate Verstärkung durch stimulierte Emissionsprozesse. Verstärkt-spontan emittierende Quellen lassen sich somit hinsichtlich ihrer Kohärenzeigenschaften in zweiter Ordnung nicht eindeutig zu einem der beiden klassischen Emissionsprozesse, spontan oder stimuliert, zuordnen. Einerseits führen die zugrundeliegenden, spontanen Emissionsvorgänge zu Photonenklumpen, andererseits treten kohärenzerzeugende, stimulierte Emissionsvorgänge auf.

Die Frage ist nun, ob sich durch einen wohldefinierten Eingriff in die Balance der Emissionshierarchie, spektrale Breitbandigkeit inkohärenter Emitter mit den vorteilhaften Rauscheigenschaften einer kohärenten Quelle simultan in einer einzelnen zeitlich hybrid-kohärenten Lichtquelle kombinieren lässt? Dieses gewissermaßen thermisch-kohärente Licht wäre gewinnbringend für die Anwendung, böte aber gleichzeitig auch die faszinierende Möglichkeit die Physik hinter dem Prozess der Lichterzeugung genauer zu studieren. Die Erzeugung des hybrid-kohärenten Lichtzustands stellt somit ein zentrales Ziel der vorliegenden Arbeit dar. Vorbereitend hierfür werden im nächsten Kapitel die Kohärenz- und Intensitätsrauscheigenschaften der QP-SLD experimentell analysiert.

---

<sup>6</sup> Die Rate der spontanen Emissionsprozesse wird durch den spontanen Emissionsfaktor  $\beta$  beschrieben, der unter anderem von der spektralen Breite des Gewinnmaterials und der geometrischen Form des Wellenleiters abhängt [148].

---

Zum Abschluss dieses Grundlagenkapitels werden die wesentlichen Punkte kurz zusammengefasst:

- Für die beiden klassischen Grenzfälle der kohärenten und inkohärenten Lichtquellen existieren analytische Ausdrücke zur statistischen Beschreibung der Photonverteilung.
- Die Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung, also die Art des Photonenemissionsprozesses, legt dabei fest, ob die Photonen, wie im Falle stimulierter Emission, einer rauscharmen Poisson- oder, wie im Falle spontaner Emission, einer Bose-Einstein-Verteilung mit Zusatzrauschen folgen.
- Im Zusatzrauschen werden zudem die Kohärenzeigenschaften erster Ordnung berücksichtigt. Eine Rauschreduktion wird für spektral-breitbandige Quellen mit kurzer Kohärenzlänge erreicht.
- Quantenpunkt-Gewinnmedien bieten viele Freiheitsgrade zur Optimierung der spektralen Eigenschaften und zeichnen sich zudem durch eine hohe Verstärkung über einen weiten Spektralbereich aus.
- Superlumineszenzdiode stellen aufgrund des verstärkt-spontanen Emissionsprozesses einen vielversprechenden Kandidaten für die Realisierung hybrid-kohärenten Lichts dar.

### 3. Kohärenz- und Rauscheigenschaften der QP-SLD bei Raumtemperatur

In diesem Kapitel werden die Kohärenz- und Rauscheigenschaften von Quantenpunkt-Superlumineszenzdiolen (QP-SLDs) untersucht. Zu Beginn werden die zeitlichen Kohärenzeigenschaften erster und zweiter Ordnung mittels interferometrischer Messungen charakterisiert. Im Anschluss wird das Intensitätsrauschverhalten mit der Methode der direkten Detektion untersucht. Die einzelnen Unterkapitel sind dabei ähnlich aufgebaut. Zunächst wird der experimentelle Aufbau und das verwendete Messverfahren vorgestellt. Es folgt die Präsentation der Ergebnisse mit anschließender Diskussion.

Aus der Interpretation der Messergebnisse lassen sich Optimierungsstrategien für die Reduktion des Intensitätsrauschens ableiten, die in den folgenden Kapiteln diskutiert werden. Dieser Abschnitt beginnt mit einer Übersicht der untersuchten SLDs und der Vorstellung des grundlegenden Aufbaus zu deren Betrieb.

#### Untersuchte Strahlquellen

Im Rahmen dieser Arbeit konnten eine ganze Reihe verschiedener Superlumineszenzdiolen untersucht werden. Die SLDs wurden im Zuge des europäischen Forschungsprojekts Nano UB-Sources realisiert. Die Nanostrukturen wurden von Projektpartnern an der University of Sheffield (Großbritannien) gewachsen und bei Alcatel-Thales III-V Lab (Frankreich) in SLD Strukturen prozessiert. Alle SLDs basierten auf dem Materialsystem InAs-InGaAs, wobei InAs Quantenpunkte in InGaAs Quantenfilme integriert wurden (engl.: dots in well, DWELL). Zusätzlich wurde in der Serie VN599 das aktive Material p-dotiert, um kürze Emissionswellenlängen zu erreichen. Unterschiede gab es in der Anzahl der aktiven Quantenpunktschichten, deren Komposition, der Länge, den Wellenleitereigenschaften aber auch den elektrisch-ohmschen Eigenschaften. Hieraus ergaben sich Unterschiede in der optischen Ausgangsleistung, der Zentralwellenlänge und der spektralen Breite. Eine Übersicht der untersuchten SLDs findet sich in Tabelle 2.

Tabelle 2: Übersicht und Emissionseigenschaften der untersuchten Superlumineszenzdiolen

Serie	Länge (mm)	QP Schichten	Struktur	P <sub>Opt</sub> (mW)	$\lambda_{\text{center}}$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)
VN590	3 6	6	DWELL	1,5 5	1307	55 51
VN591	3	6	Chirped DWELL	1	1296	107
VN599	3	7	DWELL	2	1037	41
M3339	3 6	10	Chirped DWELL	2,5 23,5	1190	55 48
VN1035	6	6	DWELL	50	1220	110
VN1045	6	6	DWELL	80	1210	120

Der Einfluss der Länge wird durch den Vergleich verschieden langer SLDs innerhalb einer Serie deutlich. Mit zunehmender Länge steigt die optische Leistung, die spektrale Breite nimmt jedoch leicht ab. Im Zuge der fortschreitenden Optimierung (zunehmende Zeilennummer) der Materialparameter und der Bauteilgeometrie konnte eine Reihe von Eigenschaften simultan verbessert werden.



---

Hinsichtlich Ausgangsleistung und spektraler Breite sind die beiden letzten Fertigungsserien VN1035 und VN1045 besonders interessant.

Während sich die Spezifikationen der einzelnen SLDs teils doch recht deutlich unterscheiden, ist ihnen der zugrundeliegende verstärkt-spontane Emissionsprozess gemeinsam und so ist es auch wenig verwunderlich, dass die Kohärenz- und Rauscheigenschaften aller im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Bauteile identische Abhängigkeiten zeigen und vergleichbare Resultate liefern. Dies erlaubt eine fokussierte Präsentation und Diskussion der experimentellen Ergebnisse am Beispiel einer ausgewählten Struktur aus der Serie VN1035. Die entsprechende SLD erzielt in allen Emissionsparametern Spitzenwerte und erreicht ihre maximale spektrale Breite bei einer höheren Ausgangsleistung als die SLD aus der Serie VN1045.

### Betrieb der QP-SLD

Im Folgenden wird der grundlegende Aufbau zum Betrieb der SLD bei Raumtemperatur vorgestellt. Es handelt sich dabei um einen Aufbau in Freistrahlegeometrie. Der SLD Chip ist auf einem Messinghalter, der als Wärmesenke dient, montiert (siehe Fotografie in Abb. 15). Dies garantiert eine effiziente thermische Ankopplung zur Abführung der Joule'schen Wärme, die beim Betrieb erzeugt wird. Zusätzlich bietet sich aber auch die Möglichkeit die Bauteiltemperatur zu aktiv zu manipulieren. Die Emissionsparameter der SLD sind stark temperaturabhängig und so ist eine Temperaturstabilisierung mittels thermoelektrischer Kühler unerlässlich. In einer geschlossenen Regelschleife wird die Temperatur des Messinghalters ermittelt und mit einem Sollwert verglichen. Weichen Ist- und Sollwert voneinander ab, so korrigiert die Temperaturregelung die Leistungszufuhr zum Peltierelement und passt so die Temperatur der SLD über die Wärmesenke zuverlässig an. Typische Betriebsparameter der SLD sind ein Pumpstrom von 1Ampere bei einer Spannung von etwa 3Volt. Die optische Leistung liegt im zweistelligen Milliwattbereich, sodass die Differenz zur elektrischen Leistung von fast 3Watt thermischer Leistung abzuführen ist. Dies geschieht über die thermische Anbindung der Peltierelemente an Rippenkühlkörper wie sie zur Prozessorkühlung im Computer verwendet werden.

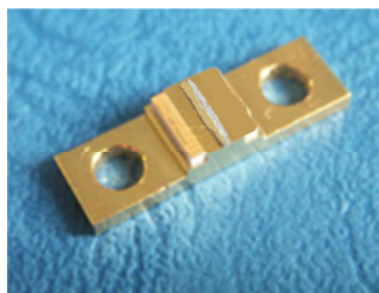


Abb. 15: Fotografie einer 6mm langen QP-SLD. Der SLD Chip ist mittig auf einer Wärmesenke aus Messing gehaltert.

Die elektrische Kontaktierung der SLD erfolgt für den Pluskontakt über eine Goldnadel, die auf die Kontaktfläche neben dem SLD Chip drückt. Von der Kontaktfläche verlaufen Zuleitungen aus Gold zur Oberseite des SLD Chips. Die Unterseite der SLD steht in elektrischem Kontakt mit dem Substrat und dem Messinghalter. Der Minuskontakt wird direkt über den Messinghalter realisiert.

Die Versorgung der SLD mit elektrischer Leistung erfolgt mit kommerziell regelbaren Stromquellen. Dabei wurde bei allen Experimenten der Pumpstrom vorgegeben und die Spannung von der Stromquelle entsprechend angepasst. Bei Messungen bis 500mA kam eine batteriebetriebene Stromquelle (ILX 3620) zum Einsatz. Abgekoppelt vom lokalen Spannungsnetz zeichnet sie sich durch eine besonders hohe Leistungsstabilität aus. Gerade für die Untersuchung des

---

Intensitätsrauschverhaltens der QP-SLDs bei geringen optischen Leistungen ist die Batteriestromquelle bestens geeignet, da sie das Intensitätsrauschen der Lichtquelle nicht durch eigene Fluktuationen im Pumpstrom überlagert. Konsequenterweise wurde bei der Batteriestromquelle auf die Option der Computersteuerung verzichtet. Bei sich häufig wiederholenden Messabläufen erhöht eine rechnergestützte Stromregelung jedoch den Automatisierungsgrad und die Messgeschwindigkeit. So wurde, wenn es das Signal-zu-Rauschverhältnis erlaubte, auf eine zweite computer-steuerbare Netzstromquelle zurückgegriffen (Thorlabs PRO 800). Die PRO 800 bietet ebenfalls eine hohe Ausgangsstabilität und ermöglicht zudem höhere Pumpströme von bis zu 2Ampere. Um die Einstreuung elektromagnetischer Störsignale zu minimieren, wurde der Aufbau meist in einer elektromagnetisch-geschirmten Messkabine realisiert. War dies aufgrund experimenteller Rahmenbedingungen nicht möglich, so wurde auf eine effektive Schirmung aller Zuleitungen und Messgeräte geachtet.

Sobald ein Stromfluss durch die QP-SLD stattfindet, wird über die beiden Facetten elektromagnetische Strahlung im nahinfraroten Spektralbereich emittiert. Die räumliche Abstrahlcharakteristik der SLD entspricht dabei der eines Kantenemitters. Die geringen lateralen Abmessungen der Austrittsfacette führen zu einer stark divergenten Emission mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln senkrecht und parallel zur Wachstumsrichtung. Streng genommen kann bei der Verwendung nur einer Linse eine optimale Kollimation nur in einer der beiden lateralen Achsen erfolgen. Darüber hinaus weist das Strahlprofil einen elliptischen Querschnitt auf. Zur Realisierung extrem kleiner Fokusburchmesser ist jedoch ein rundes Strahlprofil erforderlich, was die Strahlformung mittels anamorpher optischer Elemente nötig macht [117,118]. Für die Experimente in dieser Arbeit ist weniger die Strahlform, als vielmehr die vollständige Detektion der Emission von zentraler Bedeutung. Zur Kollimation wurde daher eine asphärische Linse (Thorlabs C390TME-C) mit ausreichend hoher numerischer Apertur ( $NA=0,55$ ) verwendet. Die Verwendung dieser kurzbrennweitigen Linse ( $f = 2,75\text{mm}$ ) ermöglichte eine homogene Intensitätsverteilung bei nur geringem Durchmesser des kollimierten Strahls. Zusätzlich ist auf der Linsenvorderseite eine Breitband-Antireflexbeschichtung (1050-1620nm) aufgedampft, die den Leistungsverlust aufgrund von Reflektion minimiert und das Auftreten von Rückreflexen in die SLD verhindert. Aufgrund ihrer hohen optischen Verstärkung reagieren SLDs, ähnlich wie optische Halbleiterverstärker, sehr sensitiv auf optische Rückkopplung<sup>7</sup>. Besonders beim Betrieb mit hohen Pumpströmen ist daher die Verwendung optischer Isolatoren ratsam. In dieser Arbeit wurde ein zweistufiger optischer Isolator mit einer Unterdrückung von 60dB und einer Zentralwellenlänge von 1250nm verwendet (Isowave I-12-UHP-4). Der Isolator basiert auf dem Faraday-Effekt, also der richtungsabhängigen Polarisationsdrehung von Licht in einem optisch aktiven Medium. In Kombination mit zwei zueinander verdrehten Linearpolarisatoren werden Rückreflexe effektiv unterdrückt. Der Isolator ist um seine Längsachse drehbar gelagert, um den Eingangspolarisator auf den Polarisationszustand der SLD einzustellen. Basierend auf der Geometrie des Kantenemitters emittiert die SLD transversal-elektrisch (TE) linear-polarisierte Strahlung mit einem Polarisationsgrad von 90-95%. Um eine hohe Transmission durch den Isolator zu erreichen, muss zusätzlich der Strahldurchmesser auf dessen Apertur angepasst werden. Nach Passieren des Isolators ist die Emission der SLD vollständig linear polarisiert.

Die SLD im kollimierten, optisch-isolierten Zustand stellt die Ausgangsbasis für die meisten Experimente in dieser Arbeit dar, so auch für die Untersuchung der zeitlichen Kohärenzeigenschaften die im folgenden Kapitel beschrieben wird.

---

<sup>7</sup> Der Einfluss der optischen Rückkopplung auf das Emissionsverhalten der QP-SLD wird in Kapitel 4.1.2 untersucht.



### 3.1. Kohärenzeigenschaften der QP-SLD bei Raumtemperatur

In diesem Kapitel werden die Kohärenzeigenschaften der Quantenpunkt-Superlumineszenzdiode bei Raumtemperatur als Funktion des Pumpstroms untersucht. Dabei stehen die zeitlichen Kohärenzeigenschaften sowohl in erster, wie auch in zweiter Ordnung, im Fokus. Bei der Analyse in erster Ordnung wird zudem die Entwicklung der spektralen Eigenschaften der QP-SLD als Funktion des Pumpstroms diskutiert. Vorbereitend für die Diskussion der Kohärenzeigenschaften in zweiter Ordnung wird die Pumpstromabhängigkeit des Photonenemissionsprozesses anhand der Strom-Leitungskennlinie analysiert.

Die räumliche Kohärenz der Emission wird hingegen als gegeben angesehen. Die Abmessungen der Emissionsfacette der SLD liegen im Bereich weniger Mikrometer und so kann die SLD in guter Näherung als Punktquelle mit ausgeprägter räumlicher Kohärenz betrachtet werden [119,120].

#### 3.1.1. Kohärenzeigenschaften in 1.Ordnung

Die zeitliche Feldkorrelationsanalyse der stationären SLD-Emission wird in erster Ordnung mit einem Michelson-Interferometer durchgeführt. In dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Ausführungen verwendet, einerseits ein Eigenbau, andererseits die Interferometereinheit eines kommerziellen Fouriertransform-Infrarotspektrometers (Bruker Vertex V80). Zunächst wird der konzeptionelle Aufbau eines Michelson-Interferometers am Schema des Eigenbaus erläutert (siehe Abb. 16), der auch die Ausgangsbasis für das TPA-Interferometer zur Untersuchung der Intensitätskorrelationen darstellt.

Experimenteller Aufbau zur Untersuchung der zeitlichen Feldautokorrelationsfunktion 1.Ordnung

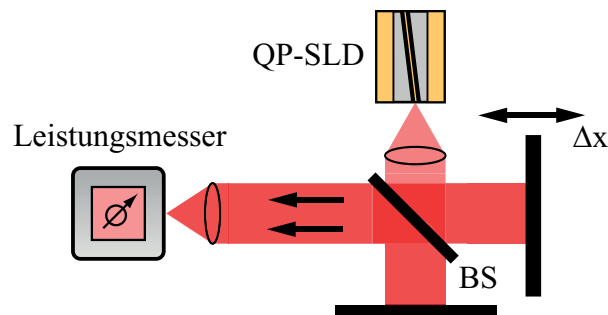


Abb. 16: Schematischer Aufbau eines Michelson-Interferometers zur Analyse der zeitlichen Feldkorrelationen erster Ordnung.

Die kollimierte Emission der SLD trifft auf einen 50:50 Strahlteiler (BS). Der eine Teil der Emission trifft auf einen räumlich fixierten Goldspiegel und wird reflektiert. Der andere Teil wird von einem weiteren Goldspiegel reflektiert, der jedoch auf einem linearen, motorisierten Verfahrsschlitten montiert ist. Zu Justagezwecken sind beide Spiegel in der Ebene senkrecht zur Strahlführung in zwei Achsen verkippar.

Verknüpft über die Lichtgeschwindigkeit  $c$  führt die Spiegelverschiebung  $\Delta x$  letztlich zu einer Zeitverzögerung  $\Delta\tau=2\Delta x/c$  für die Untersuchung der zeitlichen Feldautokorrelationseigenschaften. Der Verfahrsschlitten stellt dabei das zentrale Element des Interferometers dar. Er muss mechanisch sehr stabil gefertigt sein, über einen weiten Verfahrweg und eine geringe Schrittweite verfügen. Die mechanische Stabilität gewährleistet eine saubere Überlagerung der Strahlen selbst bei zeitintensiven Messungen. Die Länge des Verfahrwegs bestimmt in der Korrelationsanalyse die maximale Zeitverzögerung zwischen beiden Strahlen. Eine geringe Schrittweite gewährleistet eine hohe Ortsauflösung des Spiegels, wodurch sich die zeitliche Entwicklung der Feldkorrelationen mit hoher

Genauigkeit verfolgen lässt. Der verwendete Linearverstärker (Newport, LT-HS) ließ sich über eine Steuereinheit (Newport ESP301) computersteuern und ermöglichte einen Verfahrweg von 50mm bei einer Schrittweite von 100nm. Die Verfahrstrecke wird vom Licht zweifach durchlaufen, dadurch lässt sich eine maximale Zeitverzögerung von knapp 300ps bei einer Zeitauflösung von gerade einmal 0,7fs erreichen.

Nach der Reflektion an den beiden Spiegeln überlagern sich die beiden Teilstrahlen wieder am Ort des Strahlteilers und werden auf den Detektor fokussiert. Zur Leistungsdetektion im nahinfraroten Spektralbereich wird eine kalibrierte InGaAs Photodiode (Newport 918D-IG) in Kombination mit einem hochpräzisen, kommerziellen Leistungsmesser (Newport 1936-C) verwendet.

Je nach Gangunterschied kommt es nun zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz im Detektionsarm. Eine Translation des Spiegels bewirkt eine Intensitätsänderung auf dem Detektor in Gestalt eines oszillatorischen Verhaltens mit einer Periode, die der Zentralwellenlänge des untersuchten Lichts entspricht (siehe Abb. 17).

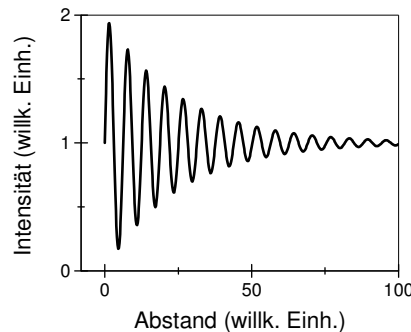


Abb. 17: Schematische Darstellung eines Michelson-Interferogramms.

Als Interferogramm wird die Messkurve bezeichnet, die den Verlauf der Intensität als Funktion der Spiegelverschiebung oder Zeitverzögerung beschreibt. Ausgehend vom Zentrum des Interferogramms bei  $\tau=0$  reduziert sich mit zunehmender Zeitverzögerung die Tiefe der Intensitätsmodulationen. Hier zeigt sich der Einfluss der zeitlichen Kohärenzeigenschaften. Mit ansteigender Verzögerungszeit dekorrelieren die beiden elektrischen Teilfelder zunehmend und die Interferenzerscheinungen verschwinden außerhalb der Kohärenzzeit. Als Maß für die Interferenzfähigkeit und damit die Kohärenz gilt der Kontrast. Der Kontrast  $V(\tau)$  berechnet sich aus benachbarten Extremwerten der Intensität  $I_{\max}$  und  $I_{\min}$  gemäß der Formel [11]:

$$V(\tau) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (3.1)$$

Der Kontrast nimmt dabei Werte zwischen 0 und 1 an. Minimaler Kontrast kennzeichnet Bereiche in denen keine Interferenz auftritt, das heißt  $I_{\max} = I_{\min}$  entspricht. Maximaler Kontrast hingegen tritt auf, wenn die Intensität voll durchmoduliert wird und  $I_{\min} = 0$  gilt. Für kohärente Quellen gilt  $V(\tau) = 1$  für alle  $\tau$ . Bei thermischen Quellen nimmt der Kontrast auf der Zeitskala der Kohärenzzeit von 1 auf 0 ab. Die Kontrastfunktion gibt den Kohärenzgrad von Strahlung in erster Ordnung an:

$$V(\tau) = |g^{(1)}(\tau)| \quad (3.2)$$

Die Kohärenzzeit ergibt sich letztlich aus der Integration des betragsquadratierten Kohärenzgrads (siehe Gleichung (2.4) auf S.8).

Die Aufnahme des Interferogramms, also die Koordination der Spiegelverschiebung und das Auslesen des Leistungsmessers werden über eine Software (Labview 8.5) koordiniert. Aus dem Interferogramm werden anschließend mit der gleichen Software sowohl die Kontrastfunktion wie auch die Kohärenzzeit berechnet. Die Vorteile des Michelson-Eigenbaus lagen dabei in der komfortablen Justage, dem direkten Zugriff auf die einzelnen Messgrößen sowie der Messung absoluter, geeichter Intensitäten.

Ergänzend zum Eigenbau wurde die Interferometereinheit eines kommerziellen Fouriertransform-Infrarotspektrometers (FT-IR) verwendet. Hierzu wurde die kollimierte und optisch isolierte Emission der zu untersuchenden Superlumineszenzdiode durch einen externen Port ins FT-IR fokussiert. Die Fokussierlinse (Thorlabs C220TME-C) ist an die numerische Apertur des Spektrometers von 0,2 angepasst und lässt sich in der Position in 3-Achsen verstellen. Die Linsenposition wird im Justiermodus des Spektrometers stets auf maximale Leistung optimiert.

Das FT-IR ermöglichte eine im Vergleich zum Eigenbau mehr als verdoppelte Spiegelverschiebung von 115mm und erreicht so eine extrem hohe spektrale Auflösung. Die Leistungsdetektion erfolgt über eine InGaAs Photodiode in relativen Einheiten. Der Strahlengang im Interferometer ist aufwändig und erschwert die Justage, so dass das FT-IR ausschließlich für die Aufnahme extrem hochauflösender Interferogramme verwendet wurde. Die zeitlichen Kohärenzeigenschaften der QP-SLD in erster Ordnung werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

#### Untersuchung der zeitlichen Feldautokorrelationsfunktion 1.Ordnung

In diesem Kapitel wird die Pumpstromabhängigkeit der Kohärenzeigenschaften der VN1035 vorgestellt und diskutiert. Untersucht wird die VN1035 im Pumpstrombereich bis 1A unter Verwendung der PRO800 Stromquelle. Die Charakterisierung des zentralen Kohärenzpeaks erfolgt zunächst für drei ausgewählte Pumpströme. Im Anschluss daran wird der Gesamtverlauf zusammenfassend diskutiert.

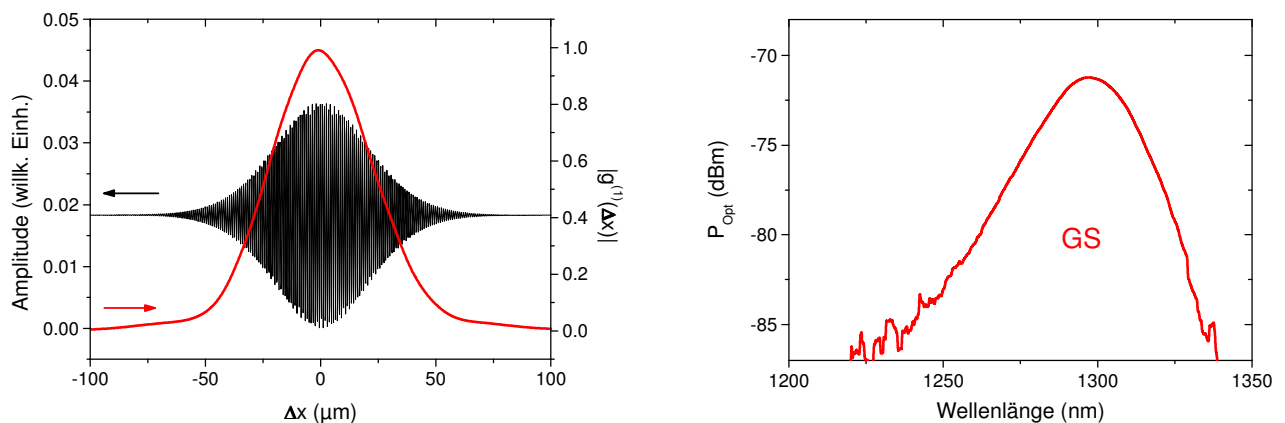


Abb. 18: Kohärenzeigenschaften der QP-SLD bei 50mA Pumpstrom. Links: Interferogramm (linke Achse) und Kohärenzgrad erster Ordnung (rechte Achse). Rechts: Entsprechendes optisches Spektrum.

Das symmetrische Interferogramm bei einem Pumpstrom von 50mA wurde mit dem Vertex V80 aufgenommen und ist in Abb. 18 zusammen mit der berechneten Kontrastfunktion gezeigt. Im Zentrum des Interferogramms sind starke Intensitätsmodulationen zu beobachten. Die Amplitude schwankt von 0 bis 0,035 mit einer Periode von  $1,29\mu\text{m}$ . Mit zunehmendem Gangunterschied nimmt die Modulation kontinuierlich ab, zunächst rasch, und dann, jenseits von  $35\mu\text{m}$  deutlich langsamer. Oberhalb von  $75\mu\text{m}$  sind die Modulationen verschwunden. Aus dem Interferogramm wurde die

---

Kontrastfunktion berechnet. Im Zentrum ist der Kontrast maximal mit 0,99. Auf den Wert von  $1/e$  (0,368) ist er bei  $29,3\mu\text{m}$  abgefallen. Oberhalb von  $50\mu\text{m}$  verschwindet der Kontrast schließlich. Aus den interferometrischen Messwerten bestimmt sich die Kohärenzlänge gemäß Gleichung (2.4) zu  $30,4\mu\text{m}$ , was einer Kohärenzzeit von 101,3fs entspricht.

Aus dem Interferogramm lassen sich wichtige spektrale Größen, wie zum Beispiel die Zentralwellenlänge der VN1035 ablesen, die der Periode der schnellen Oszillationen entspricht. Zum Vergleich ist im rechten Teil von Abb. 18 das direkt gemessene optische Spektrum bei 50mA dargestellt. Hierzu wurde die Emission der QP-SLD in eine Monomoden-Glasfaser eingekoppelt und die Leistung in logarithmischen Einheiten (dBm) als Funktion der Wellenlänge mit einem kommerziellen optischen Spektrumsanalysator (Anritsu MS9701B) bestimmt. Die Zentralwellenlänge von 1293nm stimmt gut mit der Oszillationsperiode überein. Aus dem optischen Spektrum berechnet sich die spektrale Breite  $\Delta\nu$  gemäß Gleichung (2.6) zu 10,1THz beziehungsweise 56,3nm. Hieraus berechnet sich gemäß Gleichung (2.5) die Kohärenzzeit zu 99fs und die Kohärenzlänge zu  $29,7\mu\text{m}$ . Diese Werte stimmen gut mit den Werten der interferometrischen Messung überein und bestätigen den inversen Zusammenhang von spektraler Breite und Kohärenzlänge der in Kapitel 2.1 vorgestellt wurde.

Die inhomogene Verbreiterung des Quantenpunkt-Gewinnmediums ermöglicht somit die breitbandige Emission der QP-SLD mit einer spektralen Breite von über 10THz und führt zu einem thermischen, zeitlich inkohärenten Emissionscharakter in erster Ordnung der die grundlegende Voraussetzung für die Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts darstellt.

Die spektrale Breite von 56,3nm liegt jedoch noch deutlich unterhalb des Maximums der VN1035 von 110nm aus Tabelle 2 und liegt in der Emissionshierarchie des Quantenpunkt-Gewinnmediums begründet (siehe Kapitel 2.3). Aufgrund der phononen-induzierten Kopplung der einzelnen Quantenpunkte, aber auch der Energieniveaus innerhalb jedes einzelnen Quantenpunkts stellt sich entsprechend der Fermi-Verteilung ein Gleichgewichtszustand ein und die Ladungsträger relaxieren in die niedrigste thermisch-erlaubte Konfiguration. Bei 50mA ist die elektrische Anregung so gering, dass die dominante Emission vom optischen Grundzustandsübergang (GS) herrührt. Der Beitrag der angeregten Zustände zur Gesamtemission ist, wie sich aus der kurzwelligen Schulter im optischen Spektrum erkennen lässt, deutlich geringer. Eine Zunahme der Emission aus den angeregten Zuständen und damit auch der spektralen Breite ist für höhere Pumpströme zu erwarten.

Zunächst wird der Pumpstrom auf 340mA erhöht. Das Interferogramm samt Kontrastfunktion und ein entsprechendes optisches Spektrum sind in Abb. 19 dargestellt. Das Interferogramm bei 340mA Pumpstrom zeigt neben der schnellen Oszillation mit  $1,256\mu\text{m}$  auch eine langsame Oszillation mit einer Periode von  $19,5\mu\text{m}$ . Hierdurch entstehen mehrere, angrenzende Interferenzbereiche zwischen denen die Modulation verschwindet. Die Modulationstiefe nimmt mit zunehmendem Gangunterschied der Teilfelder ab. Die korrespondierende Kontrastfunktion besitzt in Folge der langsamen Oszillation vier voneinander getrennte Bereiche, deren Maxima im Zentrum des jeweiligen Interferenzbereichs liegen und in der Höhe mit zunehmendem Gangunterschied abnehmen (siehe Markierung (1) bis (4)). Im Zentrum beträgt der Kontrast 1. Im zweiten Maximum werden noch 0,49 erreicht, gefolgt von 0,15 im dritten Bereich. Maximum Nummer 4 erreicht noch einen Kontrast von 0,03, bevor der Kontrast für größere Gangunterschiede verschwindet. Die Kohärenzlänge berechnet sich aus den interferometrischen Messwerten zu  $14,2\mu\text{m}$ , was einer Kohärenzzeit von 47,3fs entspricht.

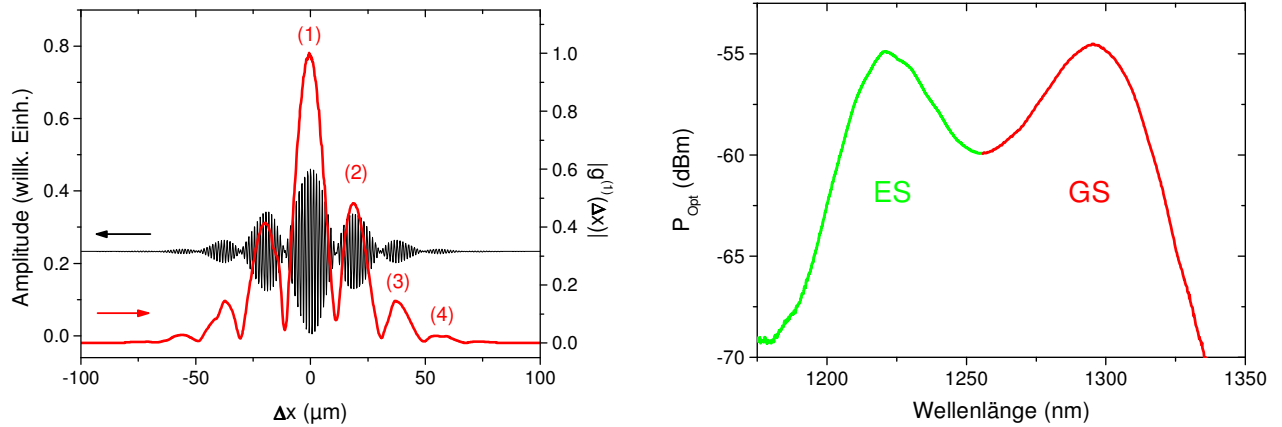


Abb. 19: Kohärenzeigenschaften der QP-SLD bei 340mA Pumpstrom. Links: Interferogramm (linke Achse) und Kohärenzgrad erster Ordnung (rechte Achse). Die Ziffern 1 bis 4 markieren die einzelnen Interferenzbereiche. Rechts: Entsprechendes optisches Spektrum.

Auch bei 340mA Pumpstrom ist die Emission der QP-SLD zeitlich hochgradig inkohärent. Verglichen mit den Kohärenzeigenschaften bei 50mA zeigen sich jedoch eine Reihe von Änderungen. Die Signalamplitude liegt bei 340mA um den Faktor 10 höher und die Periode der schnellen Modulation hat sich von 1293 auf 1256nm verkürzt. Zusätzlich tritt eine langsame Modulation auf und die Interferenzeffekte klingen bei 340mA deutlich schneller ab. Viele dieser Unterschiede lassen sich auf die Änderung der spektralen Emissionscharakteristik zurückführen.

Das optische Spektrum bei 340mA erstreckt sich von 1170 bis 1340nm und ist im rechten Teil von Abb. 19 gezeigt. Dabei fällt auf, dass die spektrale Leistungsdichte im Vergleich zu 50mA im gesamten Wellenlängenbereich deutlich zugenommen hat, die QP-SLD also mehr optische Leistung emittiert. Im optischen Spektrum zeigen sich nun zwei deutlich voneinander getrennte, nahezu gleich-intensive Maxima. Zusätzlich zur Emission aus dem optischen Grundzustand bei 1296nm (GS) erfolgt nun auch die Emission aus dem ersten angeregten Zustand bei 1220nm (ES). Bei 340mA Pumpstrom sind die Energieniveaus von GS und ES somit gleichmäßig besetzt und die Emission aus beiden Zuständen erfolgt gleich intensiv. Dies resultiert in einer mittleren Zentralwellenlänge  $\lambda_c = 1258\text{nm}$ , die ziemlich genau mit der schnellen Modulationsperiode des Interferogramms übereinstimmt. Im Spektralbereich zwischen den beiden inhomogen-verbreiterten Zuständen tritt ein lokales Minimum auf. Hier ist der spektrale Gewinn infolge einer reduzierten Zustandsdichte geringer. Die ausgeprägte Doppelpeak-Struktur begünstigt spektrale Schwebungen der GS- und ES-Anteile die sich im Interferogramm als Intensitätsmodulation mit der Periode  $p$  äußert:

$$p = \frac{\lambda_c^2}{\Delta\lambda} \quad (3.3)$$

Dabei entspricht  $\Delta\lambda$  dem spektralen Abstand der schwebenden GS- und ES-Anteile der hier 76nm beträgt. Die anhand der Spektraldaten berechnete Periode von  $20,8\mu\text{m}$  stimmt gut mit der langsamen Periode der interferometrischen Messwerte überein, und erklärt damit die Ursache der langsamen Modulation. Die gleich-intensive Emission der GS- und ES-Anteile (engl.: equal power condition, EPC) resultiert in einer enorm großen spektralen Breite von 19,3THz im Frequenzraum entsprechend 110nm im Wellenlängenraum. Im Gegensatz zur spektralen Halbwertsbreite (engl.: full width half maximum, FWHM) berücksichtigt die integrale Definition der spektralen Breite gemäß Gleichung (2.6) auch die Form des optischen Spektrums und gewährleistet eine zuverlässige Bestimmung von  $\Delta\nu$  für optische Spektren mit mehreren Maxima. Ausgehend von der spektralen Breite berechnet sich die Kohärenzlänge zu  $15,5\mu\text{m}$  die ebenfalls gut mit dem interferometrischen Wert übereinstimmt.

Gegenüber der alleinigen GS-Emission bei 50mA Pumpstrom hat sich  $L_{\text{coh}}$  um den Faktor 2,1 verkürzt. Die  $1/e$ -Breite des zentralen Kontrastpeaks ist mit nur  $7,7\mu\text{m}$  nochmal um den Faktor 2 reduziert. Eine entsprechend kurze Kohärenzlänge würde erfordern, dass das Emissionsspektrum der QP-SLD über die komplette Bandbreite gleichmäßig verteilt wäre, sich also kein Minimum im Spektralbereich zwischen GS und ES-Anteilen befände. In diesem Fall wären auch die zusätzlichen Kontrastpeaks verschwunden; eine Situation die seitens der Anwendung durchaus erwünscht ist, denn die zusätzlichen Kontrastpeaks können zu parasitären Interferenzeffekten führen, die sogenannte Geisterbilder (engl.: ghost images) hervorrufen [121]. Ein optisch glattes Spektrum lässt sich einerseits durch eine maßgeschneidertes Materialsystems erreichen (siehe hierzu chirping, bilayer, DWELL in Kapitel 2.3), andererseits aber auch am fertig prozessierten Bauteil, über die Anwendung spektral-selektiver Rückkopplung. Das Potenzial dieser Methode zur Optimierung der Kohärenzeigenschaften erster Ordnung wird in Kapitel 4.1.2 untersucht.

Abschließend werden die Kohärenzeigenschaften erster Ordnung bei einem Pumpstrom von 1000mA diskutiert, bevor im Anschluss die volle Pumpstromabhängigkeit zusammenfassend gezeigt wird.

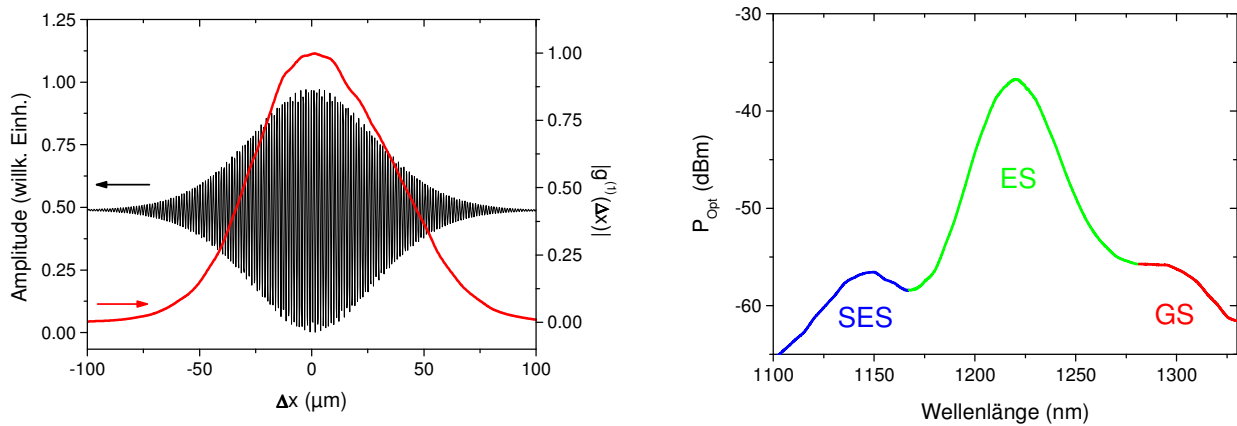


Abb. 20: Kohärenzeigenschaften der QP-SLD bei 1000mA Pumpstrom. Links: Interferogramm (linke Achse) und Kohärenzgrad erster Ordnung (rechte Achse). Rechts: Entsprechendes optisches Spektrum.

Das Interferogramm der QP-SLD bei 1000mA Pumpstrom zeigt eine zusammenhängende Intensitätsmodulation im Zentrum (siehe Abb. 20, links). Die Modulationstiefe nimmt mit zunehmendem Gangunterschied ab, bis sie oberhalb von  $90\mu\text{m}$  schließlich gänzlich verschwindet. Die Modulationsperiode beträgt  $1,213\mu\text{m}$ . Die Kontrastfunktion zeigt ein zentrales Maximum mit einem Kontrast von 0,98 im Zentrum und 0 bei einem Gangunterschied von  $100\mu\text{m}$ . Aus den interferometrischen Messwerten bestimmt sich die Kohärenzzeit zu 119fs was einer Kohärenzlänge von  $35,7\mu\text{m}$  entspricht.

Das optische Spektrum bei 1000mA ist im rechten Teil von Abb. 20 gezeigt. Die Emission erstreckt sich von 1,1 bis  $1,35\mu\text{m}$ . Es treten nun drei lokale Maxima auf, bei  $1,3\mu\text{m}$ ,  $1,22\mu\text{m}$  und  $1,14\mu\text{m}$ . Neben den GS- und ES-Anteilen tragen jetzt auch SES-Übergänge zur Emission bei. Sowohl die GS- wie auch die ES-Niveaus sind nun vollständig mit Ladungsträgern gefüllt und eine Bevölkung der SES-Niveaus setzt ein. Die Intensität der ES-Emission ist dabei am größten und liegt knapp 20dB über den beiden Seitenmaxima. Hierdurch reduziert sich die spektrale Breite gegenüber dem EPC-Betrieb auf 8,4THz. Auch bei 1000mA emittiert die QP-SLD zeitlich hochgradig inkohärentes Licht in erster Ordnung.



Zum Abschluss der Diskussion der Kohärenzeigenschaften erster Ordnung sind die spektrale Breite und die Kohärenzzeit über den gesamten Pumpstrombereich zusammengefasst in Abb. 21 dargestellt.

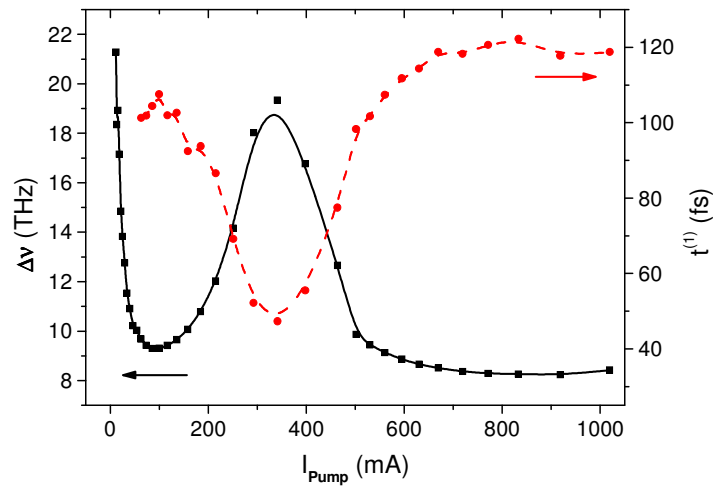


Abb. 21: Spektrale Breite (linke Achse) und Kohärenzzeit (rechte Achse) der QP-SLD als Funktion des Pumpstroms.

Die spektrale Breite wurde hier aus den optischen Spektren, die Kohärenzzeit aus den interferometrischen Messungen bestimmt. Die Kurven zeigen das erwartete komplementäre Verhalten. Hinzu kommt eine starke Pumpstromabhängigkeit als Folge der Emissionshierarchie der emittierenden Zustände. Für Pumpströme um 100mA dominiert der GS mit einer spektralen Breite von knapp 10THz und einer Kohärenzzeit von 110fs. Oberhalb von 100mA setzt die Emission aus dem ES-Übergang ein. Bei 340mA sind GS- und ES-Emission gleich intensiv und die spektrale Breite erreicht ihr Maximum mit 19,3THz. Dementsprechend ist die Kohärenzzeit im EPC-Betrieb mit 47fs minimal. Für höhere Pumpströme sättigt die Emission aus dem GS. Der ES stellt mehr Zustände zur Verfügung und dominiert das Spektrum oberhalb von 500mA mit einer spektralen Breite von 9THz bei einer Kohärenzzeit von 120fs. Im Bereich um 1A trägt auch der SES zur spektralen Breite bei und die Kohärenzzeit nimmt auf 118fs ab.

Abschließend bleibt festzuhalten, dass die QP-SLD über den gesamten Pumpstrombereich zeitlich hochgradig inkohärentes Licht emittiert. Einerseits nimmt der zentrale Kohärenzgrad durchweg hohe Werte nahe 1,0 an, andererseits liegt die spektrale Breite im thermischen Bereich zweistelliger THz. Die komplexe spektrale Dynamik führt dabei zu einer starken Pumpstromabhängigkeit der Kohärenzeigenschaften erster Ordnung, wobei das Maximum in der spektralen Breite von über 19THz bei der gleich-intensiven Emission der inhomogen verbreiterten GS- und ES-Zustände erreicht wird. Im Hinblick auf die Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts erfüllt die Emission der QP-SLD damit die Voraussetzung von spektraler Breitbandigkeit in erster Ordnung. Im nächsten Abschnitt werden die Kohärenzeigenschaften in zweiter Ordnung als Funktion des Pumpstroms untersucht.

### 3.1.2. Kohärenzeigenschaften in 2.Ordnung

Im vorigen Kapitel zeigte sich der zeitlich inkohärente Charakter der QP-SLD in erster Ordnung, der aus der spektral-breitbandigen Verstärkung des Quantenpunkt-Gewinnmediums resultiert. In diesem Kapitel werden die Kohärenzeigenschaften der QP-SLD in zweiter Ordnung untersucht. Sie beschreiben die zeitliche Verteilung der Photonen im Lichtstrom, die durch die Art des Photonenemissionsprozesses vorgegeben wird. Die Lichterzeugung in SLDs beruht auf dem Mechanismus der verstärkt-spontanen Emission und vereint so Elemente der spontanen und stimulierten Emission in einem Bauteil. Dies macht sie zu einem vielversprechenden Kandidaten für die Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts, welches simultan inkohärent in erster Ordnung und kohärent in zweiter Ordnung ist. Hier werden die Kohärenzeigenschaften der QP-SLD in zweiter Ordnung als Funktion des Pumpstroms untersucht.

#### Experimenteller Aufbau zur Untersuchung der zeitlichen Feldautokorrelationsfunktion 2.Ordnung

Die Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung lassen sich über die Auswertung von Intensitätskorrelationen [122] untersuchen. Hierzu wird typischerweise ein Hanbury-Brown Twiss Interferometer verwendet. Es ist vom Aufbau her mit einem Michelson-Interferometer vergleichbar, bei dem die beiden Spiegel durch Detektoren ersetzt sind. So wird nicht das Feld, sondern die Intensität der Teilstrahlen miteinander korreliert. Die verwendeten Detektoren müssen dabei über eine ausreichend hohe Zeitauflösung verfügen, um beispielsweise die Intensitätskorrelationen inkohärenter Breitbandquellen zu analysieren, die auf der Zeitskala der Kohärenzzeit variieren (siehe Kapitel 2.1, Seite 12). Moderne Hochgeschwindigkeits-Photodetektoren ermöglichen hier Messungen bis in den Pikosekundenbereich. Für die Analyse der Intensitätskorrelationen der QP-SLD, die im EPC-Betrieb eine Kohärenzzeit von gerade einmal 50fs aufweist, sind diese jedoch ungeeignet. Eine direkte experimentelle Analyse der Photonenzustatistik breitbandiger Quellen war deshalb lange Zeit nicht möglich. Erst die Ausnutzung des nichtlinearen optischen Effekts der Zwei-Photonen Absorption (engl.: two-photon absorption, TPA) brachte 2009 den Erfolg [34]. Der Effekt der TPA und dessen potenzieller Nutzen zur Korrelationsanalyse wurden zwar bereits 1968 von Mollow [123] vorhergesagt, es war jedoch lange Zeit unklar, welches Material die TPA bei stationären Quellen mit niedriger Leistung ermöglichen sollte. 1992 verwendeten Takagi et al. erstmals die TPA in einem Halbleiter Photonenvervielfacher (engl.: photomultiplier, PMT) zur Charakterisierung von Femtosekunden-Pulsen mit hoher Leistung [124]. Roth et al. erweiterten die Methode 2002 auf den Bereich ultrakurzer Pulse mit niedrigen Leistungen [125] und bereiteten so den Weg für die Untersuchung inkohärenter Quellen.

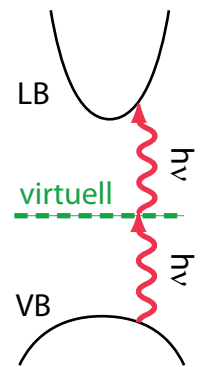


Abb. 22: TPA-Schema

Bei der TPA im Halbleiter erzeugen zwei niederenergetische Photonen über die Anregung eines virtuellen Energieniveaus zwischen Leitungs- (LB) und Valenzband (VB) ein Elektron-Loch Paar. Die erzeugten Ladungsträger werden im Dynodensystem des Multipliers vervielfacht und generieren einen Strompuls an der Anode. Die Bildung des Elektron-Loch Paares setzt voraus, dass die Absorption der beiden Photonen in einem sehr kurzen Zeitintervall erfolgt. Dieses Zeitintervall  $T$  ist gemäß der Heisenberg'schen Energie-Zeit Unschärferelation mit der Energie der Bandlücke  $E_g$  verknüpft:  $T \sim \hbar/E_g$ . Für die TPA von nahinfraroten Photonen liegt  $E_g$  im sichtbaren Spektralbereich ( $E_g \approx 2\text{eV}$ ) und  $T$  ist von



der Größenordnung weniger Femtosekunden. Der nichtlineare optische Effekt der TPA im Halbleiter PMT garantiert somit die erforderliche Zeitauflösung zum Studium ultraschneller Intensitätskorrelationen.

Um das Gebiet der „Nichtlinearen Optik zu betreten“, ist die Realisierung hoher Lichtintensitäten erforderlich. Die QP-SLD emittiert eine optische Leistung im Bereich einiger Milliwatt und muss zur Erzeugung hoher Feldstärken auf eine entsprechend kleine Fläche fokussiert werden. Dies stellt extrem hohe Anforderungen an die Justagepräzision des TPA-Aufbaus, der in Abb. 23 dargestellt ist. Einerseits muss der Fokus exakt auf der Photokathode des PMTs liegen, andererseits müssen die beiden Teilstrahlen zur effizienten Korrelation perfekt überlagert sein. Der räumliche Überlapp wird mittels einer orts-sensitiven Leistungsmessung sichergestellt. Dazu werden die Teilstrahlen über einen Klappspiegel umgelenkt und auf der Photodiode eines Leistungsmessgeräts detektiert, während beide Interferometerspiegel so verkippt werden, dass die fokussierten Teilstrahlen eine  $25\mu\text{m}$  kleine Lochblende möglichst ungehindert passieren.

Für die optimale Fokussierung auf die PMT-Kathode wird die Neigung der Fokussierlinse in zwei Achsen so optimiert, dass der PMT-Strom maximal wird. Zusätzlich wird mit einem Präzisionslinearversteller der Abstand zwischen Linse und PMT angepasst.

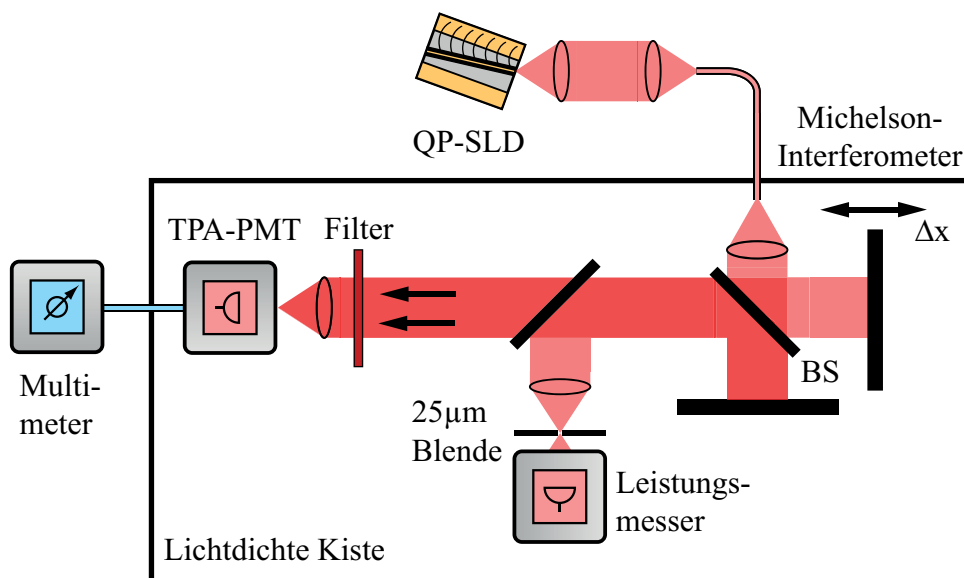


Abb. 23: Experimenteller Aufbau zur Detektion ultraschneller Intensitätskorrelationen.

Für eine effektive Detektion nahinfraroter Strahlung mittels TPA muss der PMT eine hohe spektrale Empfindlichkeit im sichtbaren Spektralbereich aufweisen. Dies erfordert eine gründliche Abschirmung gegenüber dem Umgebungslicht, da Photonen im sichtbaren Spektralbereich sonst direkte Übergänge induzieren und fälschlicherweise für Zwei-Photonenereignisse gehalten werden. Hierzu wurde der optische Aufbau in einer blickdichten Kiste realisiert. Die Justage des Aufbaus bei geöffneter Kiste ermöglicht ein Farbglasfilter (Schott RG1000) vor dem Eintrittsfenster des PMT, der Strahlung mit einer Wellenlänge unterhalb von  $1\mu\text{m}$  stark abschwächt.

Die Auswahl eines geeigneten PMTs ist keineswegs trivial. Während die Sensitivität für den fundamentalen Übergang zu den Basisangaben im Datenblatt gehört, ist die spektrale Empfindlichkeit für die höheren Harmonischen den PMT-Herstellern meist nicht bekannt und so muss die TPA-Eignung

des PMT für jede Lichtquelle individuell überprüft werden. Neben der Wellenlänge spielt hier auch die fundamentale Leistung der Lichtquelle eine entscheidende Rolle. Für die Korrelationsanalyse von breitbandigen Lichtquellen mit Ausgangsleistungen im Mikrowattbereich haben sich TPA-PMTs im Einzelphotonenzählmodus bewährt [126,57]. Für die Untersuchung der QP-SLD mit einer Ausgangsleistung im Milliwattbereich sind diese Systeme jedoch ungeeignet, da sie eine drastische Abschwächung der SLD-Emission erfordern würden, um die Linearität des Zählsystems zu gewährleisten. Im Allgemeinen ändern solche Abschwächungsprozesse jedoch die Photonenstatistik (siehe bspw. [15]) und verfälschen so die ursprüngliche Statistik der Lichtquelle. Aus diesem Grund wurde für die TPA-Detektion in dieser Arbeit ein PMT (Hamamatsu R928) gewählt, der für einen hohen Anodenstrom von bis zu  $100\mu\text{A}$  ausgelegt ist.

Um den Zwei-Photonen-Modus des PMTs nachzuweisen, muss der Anodenstrom als Funktion der optischen Eingangsleistung gemessen werden. Der PMT arbeitet im TPA-Modus, wenn der Anodenstrom quadratisch von der optischen Leistung abhängt. Hierzu wurde die Emission der QP-SLD in eine Monomoden-Glasfaser eingekoppelt und in die lichtdichte Kiste geführt. Die Intensität eines Interferometerarms wurde auf die PMT-Kathode fokussiert. Der Anodenstrom wurde mit einem Multimeter (Keithley 2000) ausgelesen und ist, in doppelt-logarithmischer Auftragung, als Funktion der optischen Leistung der QP-SLD in Abb. 24 aufgetragen. Die optische Leistung wurde dabei über den Pumpstrom variiert und in einer separaten Messung mit dem Leistungsmesser ermittelt.

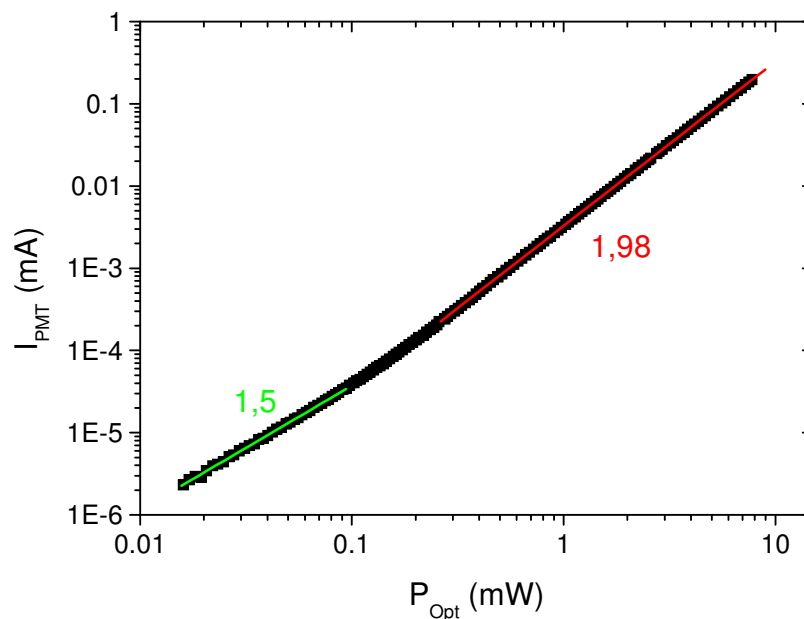


Abb. 24: PMT-Anodenstrom als Funktion der optischen Leistung der QP-SLD in doppelt-logarithmischer Auftragung mit linearen Ausgleichsgeraden.

Die optische Leistung der QP-SLD überdeckt den Bereich von  $10\mu\text{W}$  bis  $10\text{mW}$ , wobei der Maximalwert des PMT-Anodenstroms den oberen Wert limitiert. Der erzeugte Anodenstrom liegt zwischen  $100\text{pA}$  und  $100\mu\text{A}$ , wobei zwei unterschiedliche Steigungsbereiche erkennbar sind. Bis  $100\mu\text{W}$  liegt eine Steigung von  $1,5$  vor. Oberhalb von  $100\mu\text{W}$  erhöht sich die Steigung und nimmt einen Wert von  $1,98$  an.

Aus dem Steigungsverhalten lässt sich eine untere Leistungsschwelle für den Zweiphotonenmodus definieren. Unterhalb von  $100\mu\text{W}$  reicht die Intensität nicht aus, um reine Zweiphotonenereignisse zu generieren. In den zwei Dekaden oberhalb von  $100\mu\text{W}$  hingegen zeigt sich die erwartete

Zweiphotonensignatur mit einer Steigung nahe 2, entsprechend der quadratischen Abhängigkeit  $I_{\text{PMT}} \sim P_{\text{opt}}^2$ . Der Bereich hoher optischer Leistungen repräsentiert auch die für die Anwendung interessanten Betriebsbedingungen der Lichtquelle und bestätigt die gute Eignung des R928 zur Analyse der Intensitätskorrelationen der QP-SLD.

Um nun die Zeitentwicklung der Korrelation zu verfolgen, muss einer der Spiegel verschoben werden. Das verwendete Intensitätsinterferometer stellt eine Erweiterung des Michelson-Interferometer Eigenbaus dar und verfügt somit über ein hohes Maß an mechanischer Stabilität. Auch hier geschieht die Datenaufnahme des Zweiphotonensignals als Funktion des Gangunterschieds rechnergestützt.

Im Folgenden wird die Prozedur zur Berechnung der normierten Kohärenzfunktion zweiter Ordnung  $g^{(2)}(\tau)$  aus dem Zwei-Photoneninterferogramm  $I_{\text{PMT}}(\Delta x)$  erläutert; sie stützt sich auf die theoretischen Überlegungen aus Referenz [127]. In Abb. 25 ist der Anodenstrom über der Spiegelposition aufgetragen. Zunächst wird die zentrale Spiegelposition gleichlanger optischer Wege aus dem Maximalwert des Interferogramms bestimmt. Die Spiegelposition  $\Delta x$  wird, unter Berücksichtigung des zweifachen Durchlaufs der Verschiebestrecke, durch die Lichtgeschwindigkeit dividiert und so in die Zeitdifferenz  $\tau$  umgerechnet.

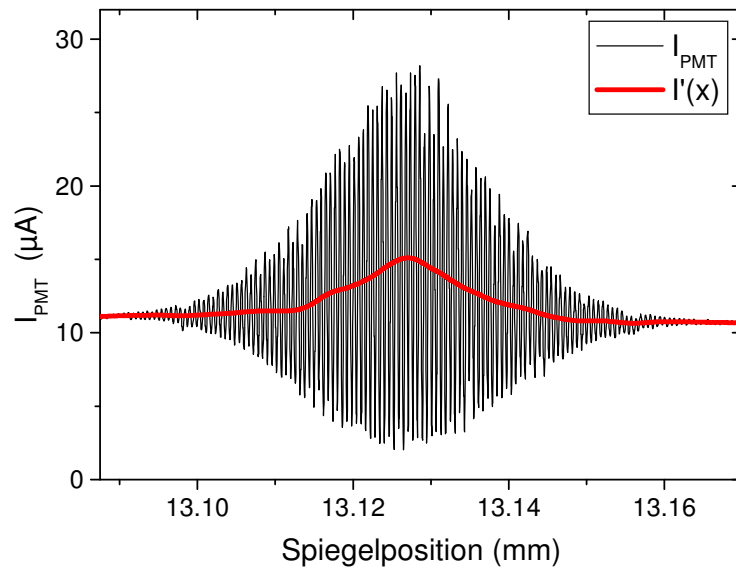


Abb. 25: TPA-Interferogramm mit der gemittelten Intensität  $I'(x)$ .

Das Intensitätsinterferometer basiert konzeptionell auf einem Michelson-Interferometer und kombiniert somit Feld- wie auch Intensitätskorrelationen in einem einzigen Interferogramm. Die Feldkorrelationen führen wie auch beim regulären Michelson-Interferogramm zu Intensitätsmodulationen mit der Periode der Wellenlänge. Der Stärke der Intensitätskorrelationen äußert sich in der horizontalen Asymmetrie. Beim linearen Interferogramm schwankt die Signalamplitude symmetrisch um den Mittelwert. Im TPA-Interferogramm hingegen führt die quadratische Antwort des PMT zu einer Überhöhung des Anodenstroms, die es im Folgenden auszuwerten gilt.

Um nun  $g^{(2)}(\tau)$  zu berechnen, muss vor der Normierung noch über die schnell oszillierende Feldmodulation gemittelt werden. Hierzu wird die Amplitude benachbarter Maxima und Minima paarweise voneinander subtrahiert. Aus der Mittelung resultiert die Intensität  $I'(\tau)$  mit langsam-

---

veränderlicher Zeitentwicklung. Das interferometrische Intensitätssignal ohne Normierung  $G^{(2)}(\tau)$  ist folgendermaßen mit  $I'(\tau)$  verknüpft:

$$G^{(2)}(\tau) = \frac{I'(\tau)}{I_1 + I_2} - 1. \quad (3.4)$$

$I_1$  und  $I_2$  entsprechen dabei den Anodenströmen der einzelnen Teilfelder bei wechselseitig geblocktem Strahlengang. Die normierte Intensitätsautokorrelationsfunktion  $g^{(2)}(\tau)$  ergibt sich schließlich durch die Normierung von  $G^{(2)}(\tau)$  auf  $G^{(2)}(\infty)$ , das heißt auf das dekorrelierte Signal von  $G^{(2)}$  weit außerhalb der Kohärenzzeit.

Die Berechnung von  $g^{(2)}(\tau)$  aus dem TPA-Interferogramm erfolgte computergestützt mittels Labview unter Vorgabe der beiden Einzelströme  $I_1$  und  $I_2$ . Diese wurden zur Minimierung thermischer Schwankungen sowohl vor, wie auch nach der eigentlichen interferometrischen Messung detektiert, und eingesetzt. Weiterhin wurde, zur Kompensation einer imperfekten räumlichen Überlagerung der beiden Teilstrahlen  $g^{(2)}(\tau)$  zeitlich symmetrisiert, d.h.  $g^{(2)}(\tau) = g^{(2)}(-\tau)$ .

Die Eignung des experimentellen Aufbaus zur Analyse klassischer Intensitätskorrelationen wurde anhand einer thermischen und einer Laserquelle verifiziert. Zur Abschätzung der Messunsicherheit wurde die Streuung der Messwerte bei repetitiven Vergleichsmessungen ermittelt. Die Unsicherheit in  $g^{(2)}(\tau)$  erwies sich hier geringer als  $\pm 0,05$ .

In diesem Abschnitt werden die Kohärenzeigenschaften der QP-SLD in zweiter Ordnung mit dem vorgestellten Verfahren als Funktion des Pumpstroms untersucht. Die Kohärenzeigenschaften sind eng mit dem Prozess der Lichterzeugung verknüpft. Zur Vorbereitung der Ergebnisdiskussion wird daher zunächst die Leistungs-Pumpstromkennlinie der SLD charakterisiert, um einen ersten Einblick in die zugrundeliegenden Photonenemissionsprozesse zu gewinnen. Ausgehend hiervon wird die zeitliche Entwicklung der Kohärenzfunktion zweiter Ordnung für drei verschiedene Pumpströme im Detail vorgestellt. Abschließend wird der Kohärenzgrad bei  $\tau=0$  im Zentrum des Interferogramms als Indikator für die Pumpstromabhängigkeit der Gesamtentwicklung diskutiert.

#### Untersuchung des Photonenemissionsprozesses anhand der Leistungs-Pumpstromkennlinie

Aus der Diskussion der Kohärenzeigenschaften erster Ordnung in Kapitel 3.1.1 ist die spektrale Emissionshierarchie der QP-SLD bekannt. Für Pumpströme unterhalb von 150mA dominiert die GS-Emission, dann setzt die Emission aus dem ES ein und wird, bei 340mA, schließlich gleich intensiv. Oberhalb von 500mA dominiert der Beitrag des ES die Gesamtemission. Neben der spektralen Emissionshierarchie soll hier zusätzlich der Übergang im Photonenemissionsprozess, von spontaner zu verstärkt-spontaner Emission anhand der Leistungs-Pumpstromcharakteristik in linearer und doppelt-logarithmischer Auftragung diskutiert werden.

Der Beitrag der einzelnen Zustände zur Gesamtleistung lässt sich über spektral aufgelöste Kennlinien untersuchen. Hierzu wurde die Leistung der GS- und ES-Emission spektral-selektiv detektiert. Die Wellenlängen-Selektion erfolgte mittels breitbandiger, dielektrischer Interferenzfilter, die in den Strahlengang eingesetzt und über eine Winkelverkipfung auf die Zentralwellenlänge des untersuchten Emissionsanteils angepasst wurden. Die Zentralwellenlänge des GS-Filters (Dr. Hugo Anders) liegt

bereits bei 1295nm, die Halbwertsbreite beträgt 48nm. Die Zentralwellenlänge des ES-Filters (BK Interferenzoptik) liegt bei 1225nm und wurde durch Verkippen auf 1219nm reduziert. Seine Halbwertsbreite beträgt 52nm.

Im linken Teil von Abb. 26 sind die optischen Spektren nach der spektralen Filterung bei einem Pumpstrom von 340mA gemeinsam mit der ungefilterten Emission dargestellt. Zur Kompensation der Filterverluste wurden die gemessenen Leistungswerte durch die Transmission des jeweiligen Filters dividiert.

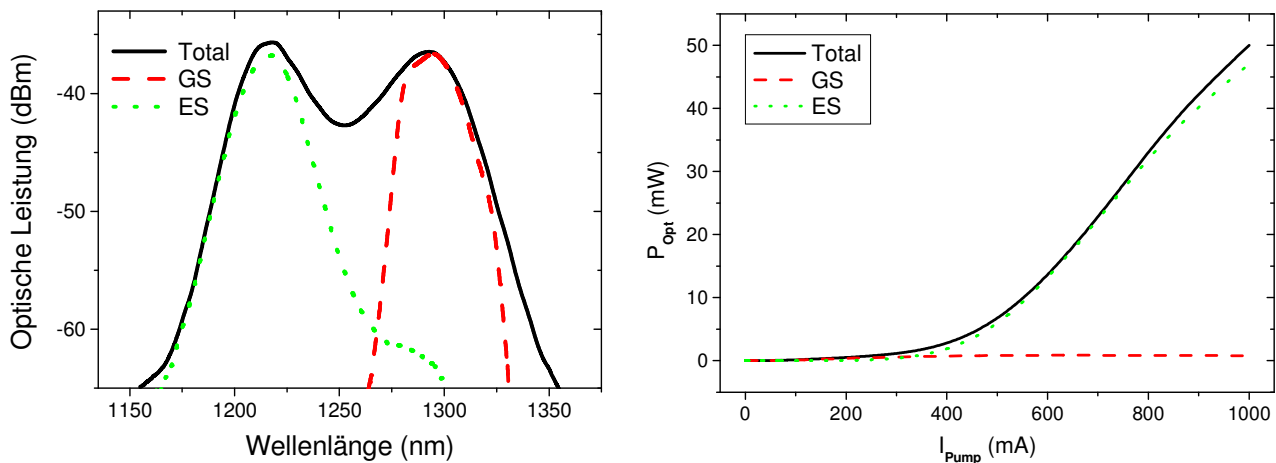


Abb. 26: Links: Optisches Spektrum der VN1035 bei 340mA zur Visualisierung der spektralen Filtercharakteristik. Rechts: Ausgangsleistung der Gesamtemission, sowie der GS- und ES-Anteile nach spektraler Filterung in linearer Auftragung.

Die Interferenzfilter selektieren die Spektralbereiche der einzelnen Zustände bereits sehr gut. Zur genauen Rekonstruktion der Leistungswerte wurde für jeden Pumpstrom ein Flächenabgleich basierend auf leistungsnormierten optischen Spektren vorgenommen, der einerseits die unerwünschten GS-Anteile im ES-Spektrum eliminiert und andererseits die Anpassung der spektralen Breite sicherstellt. Die optische Leistung der Gesamtemission und der spektral-selektierten Emissionsanteile wurde mit der Leistungsmesserkombination bestehend aus der kalibrierten Photodiode (Newport 918D-IG) und dem Leistungsmesser (Newport 1936-C) detektiert. Auch hier wurde die limitierte Filtertransmission rechnerisch kompensiert. Im rechten Teil von Abb. 26 sind die skalierten Beiträge als Funktion des Pumpstroms in linearer Auftragung dargestellt.

In der Kennlinie der Gesamtemission treten zwei Bereiche unterschiedlicher Steigung auf, die durch einen gekrümmten Übergangsbereich miteinander verknüpft sind. Bis 300mA verläuft die Kurve linear und relativ flach. Es folgt der Übergangsbereich der oberhalb von 550mA wieder in einen linearen Verlauf mit erhöhter Steigung mündet. Die Leistung nimmt in diesem Bereich rasch zu, bei 1000mA wird schließlich eine optische Leistung von 50mW erreicht. Die Leistung der GS-Emission ist im untersuchten Pumpstrombereich relativ gering und bleibt stets unterhalb von 1mW. Bis 200mA stimmen die Kurven von Gesamt- und GS-Emission im Verlauf überein. Bei höheren Pumpströmen bleibt der steile Anstieg in der GS-Kurve jedoch aus. Die optische Leistung der ES-Emission folgt im Wesentlichen dem Verlauf der Gesamtemission. Bei Pumpströmen oberhalb von 200mA nimmt die Leistung des ES-Anteils zunächst langsam, dann immer schneller zu. Bei 340mA sind ES- und GS-Leistung identisch. Bei 600mA liegt der ES-Anteil nur knapp unter der Gesamtemission. Oberhalb von 800mA ist die Zunahme in der ES-Leistung verglichen mit der Gesamtleistung etwas schwächer. Bei 1000mA erreicht der ES eine Leistung von 47,1mW, also knapp 94% vom Spitzenwert der Gesamtemission.

Die Steigungsänderung in der Kennlinie der Gesamtemission bei 300mA deutet auf eine Änderung im Photonenemissionsprozess hin. Hier geht die spontane Emission (SE) nach einem exponentiellen Anstieg in den superlinearen Bereich der verstärkt-spontanen Emission (ASE) über [24]. Es lässt sich in der linearen Auftragung allerdings nicht feststellen, ob es sich bei dem Übergang um ein globales Phänomen im QP-Ensemble handelt, das Einsetzen der ASE also für alle beteiligten Zustände beim gleichen Pumpstrom eintritt. Eine genauere Analyse ermöglicht die logarithmische Auftragung der spektral-selektiven Leistungswerte, wie sie in Abb. 27 gezeigt ist. Zur Charakterisierung des Steigungsverhaltens wurden in der doppelt-logarithmischen Auftragung lineare Ausgleichsgeraden an die Bereiche unter- und oberhalb der einzelnen ASE-Übergänge angepasst. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Ausgleichsgeraden mit den korrespondierenden Steigungen unterhalb der eigentlichen Messwerte gezeigt. Die Steigung  $a$  der einzelnen Geraden verdeutlicht die Proportionalität zwischen der optischen Leistung und dem Pumpstrom:  $P_{\text{Opt}} \sim I_{\text{Pump}}^a$ .

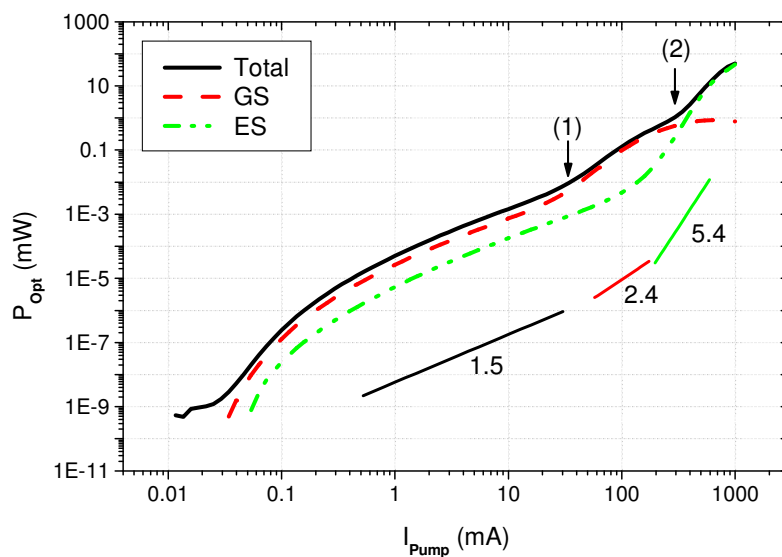


Abb. 27: Spektral aufgelöste Leistungs-Pumpstromkennlinien in doppelt-logarithmischer Auftragung mit linearen Ausgleichsgeraden.

Die Leistung wurde bis in den Pikowattbereich detektiert, um den SE-ASE Übergang möglichst vollständig zu erfassen. Hierfür wurde der Pumpstrom von  $10\mu\text{A}$  bis 1A variiert. In der Gesamtemission steigt die Leistung bei geringen Pumpströmen zunächst stark, dann schwächer an und geht oberhalb von 1mA in einen Bereich mit einer gleichbleibenden Steigung von 1,5 über. Im Gegensatz zur linearen Auftragung sind hier zwei Steigungszunahmen vorhanden, eine bei 35mA (siehe Markierung (1)) und eine bei 300mA (siehe Markierung (2)). Die Leistung der GS-Emission folgt grundsätzlich dem Verlauf der Gesamtemission. Die Steigung der GS-Kurve nimmt jedoch schon etwas früher, bei einem Pumpstrom von 20mA auf 2,4 zu. Bei 100mA nimmt die Steigung der GS-Kennlinie bereits wieder ab, verschwindet bei 600mA und wird oberhalb von 800mA sogar negativ. Der Verlauf der ES-Emission ist ebenfalls vergleichbar zur Gesamtemission, die Leistung im Bereich niedriger Pumpströme ist jedoch um einen Faktor 10 geringer. Eine Steigungsänderung tritt erstmals bei 130mA auf. Ab 300mA ist die Steigung der ES-Kennlinie mit einem Wert von 5,4 konstant. Bei 340mA schneiden sich GS- und ES-Kennlinie. Oberhalb von 800mA nimmt die ES-Steigung wie die Steigung der Gesamtemission leicht ab.

Die Kennlinien bestätigen die bereits bekannte spektrale Emissionshierarchie und lassen darüber hinaus Aussagen zur Art des Photonenemissionsprozesses zu. So zeigt sich in der logarithmischen Auftragung, dass es sich bei dem SE-ASE Übergang keineswegs um ein globales Ereignis handelt.

Vielmehr vollzieht sich der Wandel von spontan zu verstärkt-spontaner Emission für jedes Energieniveau separat. Für die GS-Emission liegt die Schwelle somit bei 35mA, für die ES-Emission bei 130mA. Unterhalb der jeweiligen Schwelle treten ausschließlich spontane Emissionsprozesse auf, da die Besetzung des jeweiligen Energieniveaus mit Ladungsträgern noch sehr gering ist. Damit ein passierendes Photon optische Verstärkung erfährt, ist eine hohe Besetzung erforderlich, die jedoch erst mit zunehmendem Pumpstrom erreicht wird. Oberhalb der Schwelle stellt sich eine delikate Hierarchie aus spontanen und stimulierten, den verstärkt-spontanen, Emissionsprozessen ein. Anfänglich spontan emittierte Photonen erfahren hier eine moderate optische Verstärkung. Sobald die Energieniveaus eines optischen Übergangs maximal besetzt sind, ist die größtmögliche Verstärkung erreicht und die optische Leistung des jeweiligen Niveaus nimmt den Maximalwert an. Eine weitere spektrale Leistungszunahme über eine Erhöhung des Pumpstroms ist hier nicht mehr möglich, tendenziell wird die Leistung aufgrund thermischer Effekte sogar leicht reduziert.

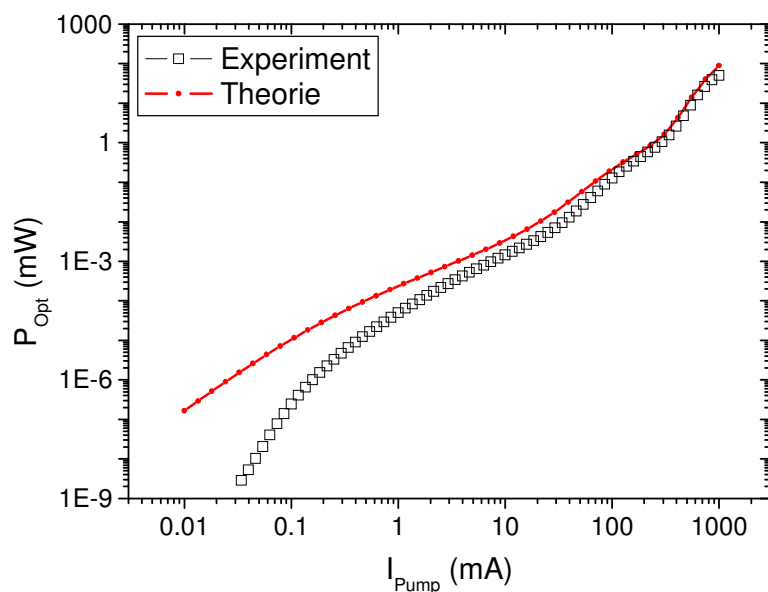


Abb. 28: Vergleich experimenteller und simulierter Leistungswerte der VN1035 aus [128].

Sind die Übergangs- und Verlustraten für ein gegebenes Materialsystem bekannt, so lässt sich das Emissionsverhalten unter Annahme einer konkreten SLD-Geometrie über Ratengleichungsmodelle simulieren [129]. So konnten in Zusammenarbeit mit Projektpartnern am Politecnico di Torino (Italien) kombinierte experimentelle und theoretische Untersuchungen durchgeführt werden. Die Simulationsergebnisse (siehe Abb. 28) stimmen über weite Leistungsbereiche gut mit den experimentellen Werten überein. Dadurch konnte der Übergang von spontaner zu verstärkt-spontaner Emission unter Berücksichtigung der spektralen Emissionshierarchie eindeutig identifiziert werden. Der ASE-Übergang der GS-Emission erfolgt bei einem Pumpstrom von 30mA während der Übergang der ES-Emission bei einem Pumpstrom von 300mA stattfindet. Über die Anpassung der Simulationsparameter konnten darüber hinaus auch materialspezifische Größen des Quantenpunkt-Gewinnmediums wie beispielsweise die inhomogene Verbreiterung der optischen Zustände, nichtstrahlende Verlustraten oder spektrale Relaxationsraten bestimmt werden [82] und ermöglichten so ein tieferes Verständnis der verstärkt spontanen Lichterzeugung in SLDs.

Allein der starke Abfall der Kennlinien bei niedrigsten Pumpströmen wird in der Simulation nicht korrekt vorhergesagt. Experimentelle Messungen an unterschiedlichen Bauteilen zeigen jedoch bei niedrigen Pumpströmen allesamt ein vergleichbares Verhalten, welches zudem noch eine gewisse



Langzeitänderung aufweist [130,131]. Hier werden Degradationseffekte vermutet, die die Effizienz des Bauteils mit zunehmender Betriebsdauer im unteren Leistungsbereich reduzieren [132].

Zusätzliche Hinweise auf den Beitrag der stimulierten Emission an der Gesamtemission liefert die Analyse des spektralen Gewinns. Der spektrale Gewinn charakterisiert dabei die spektralen Verstärkungseigenschaften der QP-SLD, da mit ihm der Anteil der stimulierten Emission ansteigt. Ein verlässlicher und experimentell leicht zugänglicher Indikator für die relative Entwicklung des spektralen Gewinns stellt die spektrale Spitzenleistung dar, die sich aus den optischen Spektren bestimmen lässt. Hierzu werden die untersuchten Spektren zunächst auf die jeweilige optische Gesamtleistung normiert. Dann wird der Maximalwert der optischen Leistung im Spektralbereich der GS- und der ES-Emission ermittelt und über dem Pumpstrom aufgetragen.

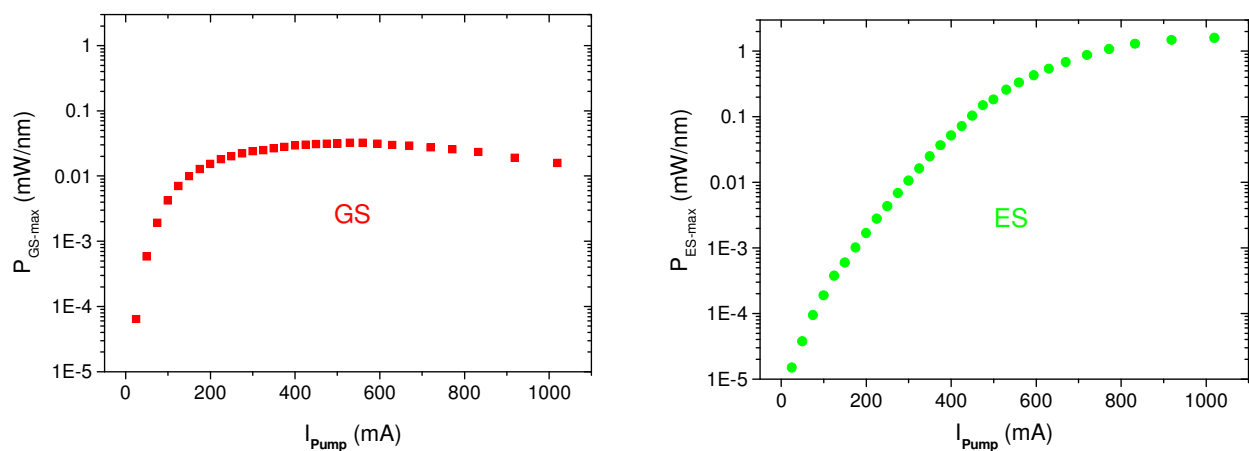


Abb. 29: Spektrale Spitzenleistung in einfach logarithmischer Auftragung. Links: GS-Emission. Rechts: ES-Emission.

Die spektrale Spitzenleistung der GS- und ES-Emission in Milliwatt pro 1nm Spektralbreite ist in Abb. 29 dargestellt. Die Leistungsdichte des GS wächst mit dem Pumpstrom zunächst stark an, ist dann oberhalb von 200mA bis 600mA nahezu konstant und nimmt danach wieder leicht ab. Die Leistungsdichte des ES steigt mit zunehmendem Pumpstrom steil an. Ab 400mA wird der Anstieg flacher. Das Maximum wird bei 1000mA angenommen.

Der Verlauf der spektralen Spitzenleistung bestätigt den Trend aus der Kennliniendiskussion. Der Gewinn beider Emissionszustände nimmt mit dem Einsetzen der verstärkten spontanen Emission deutlich zu. Dabei fällt die Zunahme in der ES-Emission höher aus. Im Maximum des GS liegt die Leistungsdichte 500mal höher als vor dem Einsetzen der ASE. Der Maximalwert der ES-Emission liegt sogar 1700mal höher als der Wert vor dem Einsetzen der ASE und knapp 50mal höher als der maximale GS-Wert. Sobald die Besetzung der Energieniveaus maximal ist, nimmt der spektrale Gewinn seinen höchsten Wert an und kann durch eine Zunahme im Pumpstrom nicht weiter erhöht werden. Aus der Diskussion der spektralen Leistungscharakteristik lässt sich der, für die Erzeugung hybridkohärenten Lichts, interessante Pumpstrombereich eingrenzen. Der größte Anteil an stimulierten Emissionsprozessen für den GS wird bei 530mA erwartet, für den ES hingegen bei 1000mA.

## Untersuchung der zeitlichen Intensitätskorrelationsfunktion 2. Ordnung

Die Untersuchung der zeitlichen Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung wird exemplarisch an drei ausgewählten Pumpströmen, bei 100mA, bei 500mA und bei 1000mA diskutiert. Bei 100mA ist die GS-ASE bereits voll ausgeprägt, die ES-Emission emittiert hingegen noch spontan. Bei 500mA nimmt die GS-Verstärkung ihren Maximalwert an, zudem emittiert jetzt auch der ES verstärkt-spontan. Bei 1000mA ist schließlich die Verstärkung der ES-Emission maximal. Bis 500mA wurde die QP-SLD mit der ILX3620 betrieben, oberhalb von 500mA mit der PRO800. Die Emission der QP-SLD wurde über eine Monomoden-Glasfaser (Thorlabs SMF28, FC/APC Konnektor) in das TPA-Interferometer eingekoppelt. Vor der eigentlichen interferometrischen Messung wurde der Anodenstrom für beide Teilfelder im Zentrum des Interferogramms separat optimiert. Zur Berechnung der Kohärenzfunktion zweiter Ordnung wurden dann sowohl vor wie auch nach der Messung die Teilströme  $I_1$  und  $I_2$  ermittelt.

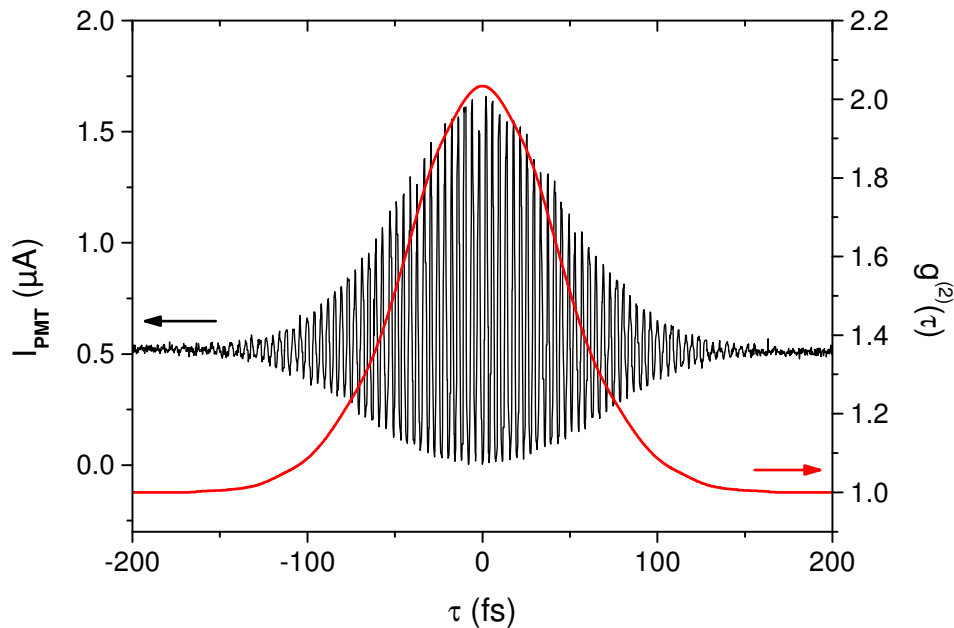


Abb. 30: TPA-Interferogramm (linke Achse) und Kohärenzgrad zweiter Ordnung  $g^{(2)}(\tau)$  (rechte Achse) der QP-SLD bei 100mA.

In Abb. 30 ist das TPA-Interferogramm der QP-SLD bei 100mA dargestellt. Im Zentrum sind ausgeprägte Modulationen im Anodenstrom des PMT mit der Periode der Zentralfrequenz der GS-Emission zu erkennen, die hier dominiert. Der Strom oszilliert dort zwischen  $0\mu\text{A}$  und  $1,7\mu\text{A}$ . Die Modulation klingt auf der Größenordnung der Kohärenzzeit erster Ordnung (110fs) nach 150fs rasch ab. Der Anodenstrom liegt dann knapp oberhalb von  $0,5\mu\text{A}$ . Das Interferogramm ist asymmetrisch in horizontaler Richtung, ein Indiz für den TPA-Betrieb des PMTs. Aus dem TPA-Interferogramm wurde der Kohärenzgrad zweiter Ordnung berechnet. Im Zentrum nimmt er einen Wert von  $2,03 \pm 0,05$  an. Nach 50fs ist er bereits auf 1,5 abgefallen, oberhalb von 150fs liegt er konstant bei 1,0.

Der Wertebereich von  $g^{(2)}(\tau)$  legt nahe, dass der Emissionscharakter der QP-SLD bei 100mA thermischer Natur ist. Vergleichbar mit einer spektral-breitbandigen thermischen Quelle (siehe Abb. 5 auf S.11) liegt der Wert von  $g^{(2)}(\tau)$  im Zentrum bei  $g^{(2)}(0)=2$ . Auf der Zeitskala der Kohärenzzeit reduziert sich der Wert von  $g^{(2)}(\tau > \tau_{\text{coh}})$  auf 1. Obwohl bei 100mA bereits GS-ASE emittiert wird, sind die Auswirkungen der stimulierten gegenüber der spontanen Emission auf das Kohärenzverhalten verschwindend gering. Die fundamentale, breite Basis spontaner Emissionsprozesse führt somit zu

einer zeitlich inkohärenten Emission in erster und zweiter Ordnung und die QP-SLD kann als inkohärente thermische Quelle verstanden werden. Die erwarteten Modifikationen im Kohärenzgrad zweiter Ordnung durch den Beitrag der stimulierten GS-Emission bleiben aus und belegen, dass die Verstärkung des GS bei 100mA nicht ausreicht, um den hybrid-kohärenten Lichtzustand zu realisieren. Eine Zunahme in der GS-Verstärkung wird mit ansteigendem Pumpstrom erreicht. Das TPA-Interferogramm und die Kohärenzfunktion zweiter Ordnung bei maximalem GS-Gewinn (500mA), sind in Abb. 31 dargestellt.

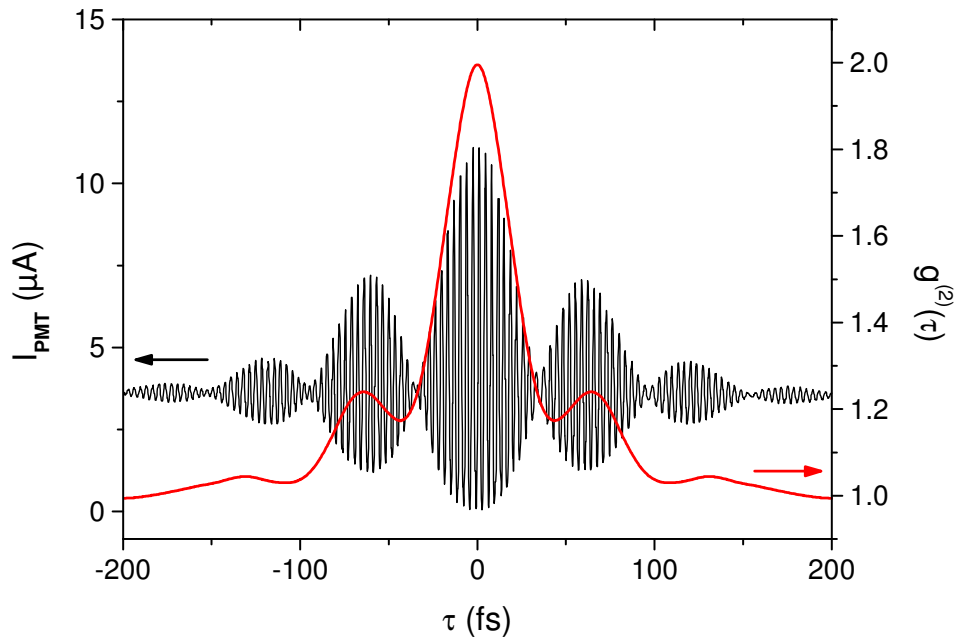


Abb. 31: TPA-Interferogramm (linke Achse) und Kohärenzgrad zweiter Ordnung  $g^{(2)}(\tau)$  (rechte Achse) der QP-SLD bei 500mA.

Im TPA-Interferogramm bei 500mA Pumpstrom ist neben der schnellen Modulation mit einer Periode nahe der ES-Zentralfrequenz auch eine langsame Oszillation mit der Schwebungsfrequenz von GS und ES zu erkennen. Der Anodenstrom oszilliert zwischen 0 und  $11,5\mu\text{A}$ . Zwischen den einzelnen Modulationsbereichen und oberhalb von 220fs ist der Anodenstrom konstant bei  $3,6\mu\text{A}$ . Das Interferogramm weist wieder die charakteristische TPA-Signatur mit horizontaler Asymmetrie auf.

In der Kohärenzfunktion zweiter Ordnung zeigen sich mehrere Maxima, die in der Höhe abnehmen. Im Zentrum nimmt  $g^{(2)}(\tau)$  den Wert  $g^{(2)}(0)=1,99$  an. Im ersten Seitenpeak bei 65fs beträgt der Kohärenzgrad 1,24, im zweiten werden nochmal 1,05 erreicht, bevor der Kohärenzgrad oberhalb von 200fs konstant bei 1,0 liegt.

Im TPA-Interferogramm zeigen sich die Signaturen der Feldkorrelation, die den hohen Verwandtheitsgrad des TPA-Aufbaus mit dem Michelson-Interferometer widerspiegeln. Deutlich erkennbar sind die spektralen Schwebungen der GS- und ES-Anteile. Im Vergleich zum Interferogramm bei 100mA nehmen die zeitlichen Modulationen schneller ab, was auf die erhöhte spektrale Breite der kombinierten Emission zurückzuführen ist. Die Zunahme in der optischen Leistung resultiert in insgesamt höheren Anodenströmen.

Im Kohärenzgrad zweiter Ordnung zeigt sich auch bei 500mA wieder der thermische Charakter der QP-SLD mit einem zentralen Wert nahe 2 der sich, auf der Zeitskala der Kohärenzzeit erster Ordnung, auf 1 reduziert. Selbst im Maximum des spektralen GS-Gewinns reicht die Verstärkung nicht aus, um den Anteil der stimulierten Emissionsprozesse in der ASE signifikant zu erhöhen. Aber auch der

spektrale Gewinn des ES, der bei 500mA bereits 10mal größer ist als der des GS, bewirkt keine merkliche Verschiebung des Kohärenzgrads in zweiter Ordnung. Auch wenn es die starke Zunahme in der optischen Leistung beim Einsetzen der ASE anders vermuten lässt, so sind die stimulierten Emissionsprozesse gegenüber den spontanen in Bezug auf die Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung bisher vernachlässigbar und die Emission der QP-SLD bleibt zeitlich hochgradig inkohärent. Es stellt sich die Frage, ob die weitere Zunahme im spektralen Gewinn des ES bei einem Pumpstrom von 1000mA ausreicht, um den Kohärenzgrad in zweiter Ordnung zu reduzieren.

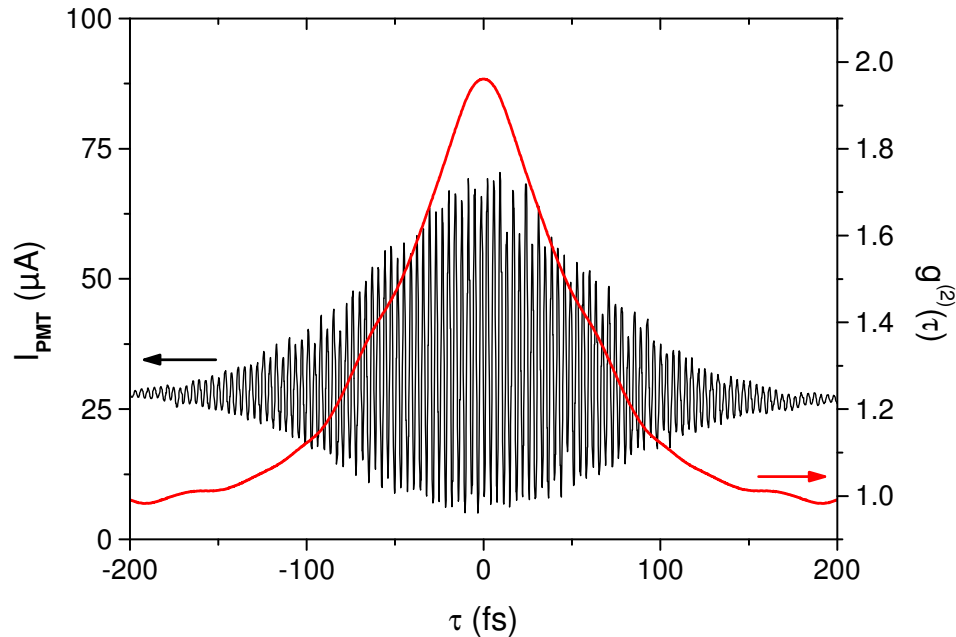


Abb. 32: TPA-Interferogramm (linke Achse) und Kohärenzgrad zweiter Ordnung  $g^{(2)}(\tau)$  (rechte Achse) der QP-SLD bei 1000mA Pumpstrom.

Das TPA-Interferogramm der QP-SLD bei einem Pumpstrom von 1000mA ist in Abb. 32 gezeigt. Ein breiter zentraler, asymmetrischer Modulationsbereich ist erkennbar, der sich bis zu einer Zeitverzögerung von 200fs erstreckt. Die schnelle Oszillationsperiode korrespondiert zu der Zentralfrequenz der ES-Emission. Die langsame Modulation aus der Schwebung ist nur schwach erkennbar. Im Zentrum schwankt der Anodenstrom zwischen  $4\mu\text{A}$  und  $71\mu\text{A}$ . Bei Zeitverzögerungen oberhalb der Kohärenzzeit von 120fs werden letztlich  $27\mu\text{A}$  erreicht.

Der Kohärenzgrad zweiter Ordnung liegt im Zentrum bei einem Wert von 1,95. Nach 43,5fs ist der Wert auf 1,5 abgefallen. Bei 200fs beträgt der Kohärenzgrad in zweiter Ordnung schließlich 1,0. Weiterhin ist eine leichte Modulation mit der Periode der Schwebungsfrequenz von GS-, ES- und SES-Anteilen vorhanden.

Während die Emission in erster Ordnung weiterhin inkohärent ist, zeigt sich nun in zweiter Ordnung erstmals eine leichte Abweichung vom thermischen Verhalten. So wird im Zentrum statt einem Wert von 2,0 nur noch ein Kohärenzgrad von 1,95 erreicht. Die spektrale Verstärkung des ES ist bei 1000mA maximal und bewirkt eine Zunahme im Anteil der stimulierten Emissionsprozesse, die nun tatsächlich mit einer Erhöhung der Kohärenz in zweiter Ordnung einhergeht. Das Ausmaß der Reduktion ist jedoch relativ gering und lässt vermuten, dass hier eine Überlagerung von vollständig thermischer GS-Emission mit ansatzweise hybrid-kohärenter ES-Emission vorliegt. Hier müssen zukünftige spektral-aufgelöste TPA-Messungen klären, wie sich die Zunahme im Kohärenzgrad spektral verteilt.

Die Optimierung der Kohärenzeigenschaften der QP-SLD über den Pumpstrom allein führt somit noch nicht zur gewünschten Erzeugung des hybrid-kohärenten Lichtzustands. Zumal auch bei einer weiteren Erhöhung des Pumpstroms nicht mit einer Zunahme des spektralen Gewinns des ES zu rechnen ist (siehe Abb. 29 auf S.45). Eine Möglichkeit zur Realisierung noch höherer Verstärkungen stellt die Aktivierung des zweiten angeregten Zustands dar, der aufgrund einer höheren Drehimpulsentartung nochmal mehr spektralen Gewinn zur Verfügung stellen kann. Auf diese Option wurde hier jedoch verzichtet, da die Emission des SES erst bei deutlich höheren Pumpströmen einsetzt, die zu einer starken thermischen Belastung für die QP-SLD führen und das Bauteil langfristig beschädigen können.

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass der spektrale Gewinn der GS- und ES-Emission bei Raumtemperatur nicht ausreicht, um den Kohärenzgrad in zweiter Ordnung signifikant zu erhöhen und somit hybrid-kohärentes Licht zu erzeugen<sup>8</sup>. Zusammenfassend ist die Pumpstromentwicklung des zentralen Kohärenzgrads  $g^{(2)}(\tau=0)$  in Abb. 33 dargestellt.

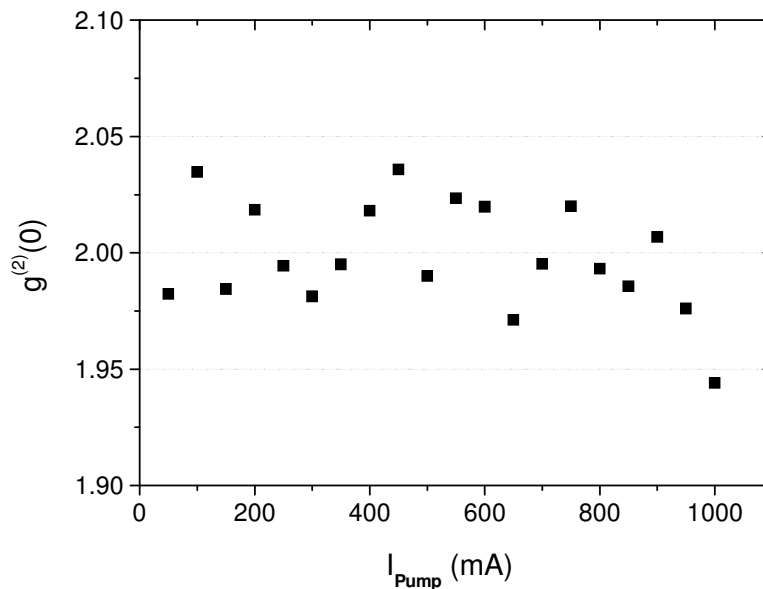


Abb. 33: Zentraler Kohärenzgrad der QP-SLD als Funktion des Pumpstroms.

Für alle Pumpströme liegt der zentrale Kohärenzgrad der QP-SLD nahe 2, der statistische Mittelwert liegt bei 1,997. Die Werte streuen im Intervall von 1,95 bis 2,04, wobei der minimale Wert bei 1000mA und der maximale bei 450mA angenommen werden. Für Pumpströme oberhalb von 600mA ist eine leicht abfallende Tendenz der Werte erkennbar.

Der Emissionscharakter der QP-SLD kann im untersuchten Pumpstrombereich gut durch eine thermische Quelle beschrieben werden die, sowohl in erster, wie auch in zweiter Ordnung hochgradig inkohärent emittiert. Allerdings deutet sich im Bereich hoher Pumpströme eine Reduktion im Kohärenzgrad zweiter Ordnung an, die auf den Einfluss stimulierter Emissionsprozesse zurückzuführen ist. Die Strategie zur Erhöhung des Kohärenzgrads in zweiter Ordnung mittels einer Zunahme des Anteils der stimulierten Emission bei gleichzeitiger Konservierung des spektral-breitbandigen Charakters der QP-SLD geht auf, es müssen jedoch Wege gefunden werden, um den spektralen Gewinn von GS- und ES-Emission weiter zu erhöhen. Dieser Ansatz wird in Kapitel 5 aufgegriffen, zunächst soll im nächsten Kapitel das Intensitätsrauschverhalten der QP-SLD untersucht werden.

<sup>8</sup> Ausgehend von den Korrelationseigenschaften einer spektral-breitbandigen thermischen Lichtquelle bedeutet eine Zunahme im Kohärenzgrad zweiter Ordnung eine Reduktion im zentralen Kohärenzgrad von  $g^{(2)}(0)=2$  auf  $g^{(2)}(0)=1$ .

---

### 3.2. Intensitätsrauschen der QP-SLD bei Raumtemperatur

Das Intensitätsrauschen beschreibt die Stärke zeitlicher Fluktuationen in der optischen Ausgangsleistung von Lichtquellen. Wie aus Kapitel 2.2 bekannt, existieren für die beiden klassischen Grenzfälle einer kohärenten und einer spektral-breitbandigen thermischen Quelle analytische Ausdrücke für das Intensitätsrauschen. Für diese Spezialfälle lässt sich aus dem Intensitätsrauschverhalten auf die zeitliche Verteilung der Photonen im Lichtstrom, also die Photonenstatistik schließen. Im Fall einer kohärenten Quelle folgen die Photonen der Poisson-Statistik, für thermische Photonen gilt die Bose-Einstein-Statistik.

Im letzten Abschnitt wurden die zeitlichen Kohärenzeigenschaften der QP-SLD untersucht. In erster Ordnung führte die spektral-breitbandige Emission der QP-SLD zu einem zeitlich hochgradig inkohärenten Verhalten. In zweiter Ordnung wurden, als Signatur thermischen Photonenklumpens, erhöhte Intensitätskorrelationen auf Femtosekunden-Zeitskalen beobachtet. Hier soll nun der Zusammenhang zwischen den ultraschnellen Intensitätskorrelationen und dem Intensitätsrauschen einer Lichtquelle geklärt und untersucht werden, ob sich das Rauschverhalten der QP-SLD durch die theoretische Rauschbeschreibung einer thermischen Quelle mit den experimentell bestimmten Eingangsparametern der QP-SLD beschreiben lässt.

In diesem Kapitel wird daher das Intensitätsrauschen der QP-SLD bei Raumtemperatur als Funktion des Pumpstroms untersucht, um einerseits die relevanten Parameter für das Intensitätsrauschen zu identifizieren, andererseits aber auch, um Strategien für die Reduktion des Intensitätsrauschens abzuleiten. Hierzu wird zunächst die angewendete Vorgehensweise und der experimentelle Aufbau für die Untersuchung des Intensitätsrauschens von Lichtquellen vorgestellt.

#### Experimenteller Aufbau der direkten Detektion zur Analyse des Intensitätsrauschens der QP-SLD

Die Analyse des Intensitätsrauschens bedeutet im Fall der QP-SLD die Auswertung der Intensitätsfluktuationen über einen weiten Leistungsbereich im Spektralbereich von  $1,1\mu\text{m}$  bis  $1,4\mu\text{m}$ . In diesem Abschnitt wird das Verfahren der direkten Detektion beschrieben, das zur Analyse der Intensitätsfluktuationen verwendet wurde. Bei der direkten Detektion handelt es sich um ein etabliertes Verfahren, welches sich auf ein Mindestmaß an optischen Komponenten beschränkt [15,133,134]. Da die Quantenstatistik im Allgemeinen durch optische Komponenten modifiziert wird, stellt diese Methode sicher, dass die Photonenstatistik der Lichtquelle möglichst unverfälscht, in ihrer ursprünglichen Ausprägung, analysiert werden kann. Zudem lässt sich das Intensitätsrauschen auch bei sehr kleinen optischen Leistungen noch untersuchen. Ein ebenfalls sehr häufig bei Rauschmessungen angewandtes Verfahren, die symmetrische Detektion (engl.: balanced detection) [135], wurde in dieser Arbeit nicht verwendet, da es vom Aufbau her komplexer ist, zwei identische Photodetektionssysteme erfordert und einen definierten Polarisationszustand des zu untersuchenden Lichts voraussetzt.

Bei der direkten Detektion wird die Photonenstatistik  $n(t)$  mittels eines Photodetektors auf einen Elektronenstrom  $i(t)$  übertragen, dessen Fluktuationen in der Folge ausgewertet werden. Hierzu ist es erforderlich, dass die Photonenstatistik möglichst direkt auf den Elektronenstrom übertragen wird, gewissermaßen also jedes Photon ein Elektron auslöst. Dieser Konversionsprozess wird quantitativ

über die physikalische Größe der *Quanteneffizienz*  $\eta$  beschrieben. Eine hohe Quanteneffizienz garantiert, dass die mittleren quadratischen Abweichung des Photonen-  $\langle \Delta n^2 \rangle$  und Elektronenstroms  $\langle \Delta i^2 \rangle$  übereinstimmen [38].

Bisher wurde der zeitliche Aspekt der Intensitätsfluktuationen außer Acht gelassen. Bei hohen optischen Leistungen im Milliwattbereich ist der zeitliche Abstand einzelner Photonen so gering, dass Einzelereignisse vom Detektionssystem nicht mehr aufgelöst werden können. Um dennoch eine gültige Aussage über die Photonenstatistik zu treffen, muss der von der Lichtquelle ausgesandte Lichtstrom stationär sein. Stationär bedeutet in diesem Fall, dass die statistischen Eigenschaften der Lichtquelle zeitlich konstant sind. Die meisten kontinuierlich emittierenden Quellen, so auch QP-SLDs, erfüllen diese Forderung sehr gut.

Die mittlere quadratische Abweichung der stationären Fluktuationen im Elektronenstrom  $\langle \Delta i^2 \rangle$  wird häufig mit einem elektrischen Spektrum Analysator (ESA) untersucht. Der ESA detektiert die *spektrale elektrische Rauschleistungsdichte*  $S(f)$  innerhalb eines wählbaren Frequenzbands  $\Delta f$ . Die elektrische Rauschleistungsdichte ist dabei, ähnlich wie die optische Rauschleistungsdichte  $R(f)$  (siehe Gleichung (2.14) auf Seite 14), über eine Fourier-Transformation mit den Korrelationseigenschaften des Elektronenstroms verknüpft [40].

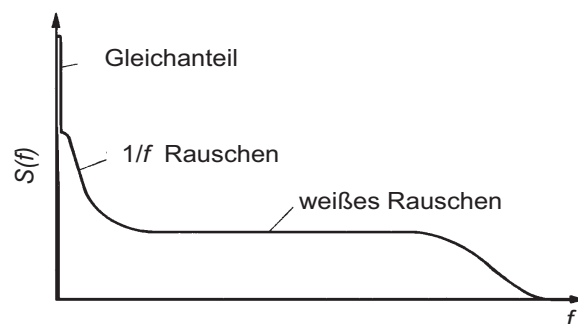


Abb. 34: Schematische Darstellung eines typischen elektrischen Spektrums.

Ein typisches ESA Spektrum, wie es in Abb. 34 gezeigt ist, verfügt über vier charakteristische Frequenzbereiche. Im Zentrum des Spektrums bei 0Hz führt der *Gleichanteil* des Elektronenstroms zu einem Deltapeak. Bei niedrigen Frequenzen schließt sich das *1/f-Rauschen* an. Der Name resultiert aus der Frequenzabhängigkeit dieses Rauschbeitrags. Das 1/f- Rauschen hat meist vielfältige Ursachen, wie zum Beispiel mechanische Vibrationen oder ein Zusatzrauschen aus dem Pumpprozess [40]. Bei mittleren Frequenzen ist die Rauschleistung frequenzunabhängig. Dieser Bereich wird daher als *weißes Rauschen* bezeichnet. Der ‚weiße‘ Frequenzbereich ist für die Analyse des Intensitätsrauschens von Lichtquellen von zentraler Bedeutung. Bei hohen Frequenzen nimmt die Rauschleistung schließlich ab, da die Elektronen den Photonenfluktuationen nur bis zur oberen *Grenzfrequenz* der Detektorbandbreite folgen können.

Häufig ist das Quantenrauschen von einer Vielzahl zusätzlicher weißer Rauschbeiträge überlagert, die eine direkte Untersuchung des Intensitätsrauschens anhand des gemessenen ESA-Spektrums erschweren:

- So verursacht beispielsweise die Brown'sche Bewegung der Elektronen einen eigenen Rauschbeitrag. Dieses *thermische Rauschen*, auch Johnsonrauschen genannt, stellt die untere Rauschgrenze für alle elektrischen Bauteile mit Ohm'schem Widerstand dar.



- Die Fluktuationen in der Lichtintensität und somit auch die Stromschwankungen sind in der Regel sehr gering. Eine zuverlässige Detektion erfordert daher eine geeignete elektrische Verstärkung. Hier liefert das *Eigenrauschen des Verstärkers* einen zusätzlichen Rauschbeitrag.
- Hinzu kommen Streulicht oder Störstellen im Detektor, die Zusatzrauschen generieren, welches als *Dunkelrauschen* bezeichnet wird.

Um nun das Intensitätsrauschen der Lichtquelle aus der gemessenen Rauschleistungsdichte zu extrahieren, bietet sich eine *Schrotrauschkalibrierung* an. Dabei handelt es sich um ein zweistufiges Verfahren, welches im Folgenden kurz vorgestellt wird.

Im ersten Schritt wird die Rauschleistungsdichte der Lichtquelle  $S_{LQ}$  experimentell bestimmt. Danach wird  $S_0$ , die Rauschleistungsdichte bei unbeleuchtetem Detektor, ebenfalls experimentell ermittelt und von  $S_{LQ}$  subtrahiert. Zur Eliminierung sämtlichen apparativen Zusatzrauschens erfolgt im zweiten Schritt eine Normierung auf eine experimentell bestimmte Rauschleistungsdichte einer Lichtquelle mit bekanntem Rauschverhalten. Hier bietet sich die Rauschleistungsdichte einer Schrotrauschquelle  $S_{SN}$  an. Das Schrotrauschen (engl.: Shot Noise) stellt das ultimative Limit im Intensitätsrauschen von Lichtquellen in der semiklassischen Beschreibung des Photodetektionsprozesses dar und wird daher häufig auch als Standardquantenlimit bezeichnet. Der theoretische Ausdruck für die Rauschleistungsdichte  $S_{SN_{th}}(f)$  einer idealen Schrotrauschquelle mit poissonverteilten Photonen lautet:

$$S_{SN_{th}}(f) = 2e \Delta f \langle i \rangle, \quad (3.5)$$

mit der Elementarladung  $e$  und der elektrischen Detektionsbandbreite  $\Delta f$ . Als frequenzunabhängige Größe, die über den Erwartungswert  $\langle i \rangle$ , proportional zur optischen Leistung ist, stellt es eine geeignete Normierungsgröße dar. Für die experimentelle Schrotrauschnormierung muss sichergestellt werden, dass die verwendete Referenzlichtquelle ideales Schrotrauschen zeigt. Für die Durchführung der Normierung ist wichtig, dass die Rauschleistungsdichte der Schrotrauschquelle experimentell bei exakt demselben Gleichstromanteil ermittelt wird, der auch bei der Untersuchung der Lichtquelle vorlag. Die *normierte Rauschleistungsdichte*  $S_{NLQ}$  der zu untersuchenden Lichtquelle ist folgendermaßen mit den experimentellen Werten verknüpft:

$$S_{NLQ} = \frac{S_{LQ} - S_0}{S_{SN} - S_0}. \quad (3.6)$$

In dieser Arbeit wird das Intensitätsrauschen in Einheiten des relativen Intensitätsrauschens (engl.: relative intensity noise, *RIN*) mit einer Detektionsbandbreite von  $\Delta f = 1\text{Hz}$  angegeben. Gemäß der Definition wird beim RIN das Rauschsignal  $S$  auf das Quadrat des Gleichstromanteils normiert:

$$RIN = \frac{S}{\langle i \rangle^2} \quad (3.7)$$

Vorausgesetzt, die korrigierte Rauschleistungsdichte  $S_{SN} - S_0$  zeigt ideales Schrotrauschen, so kann der experimentelle Wert in Gleichung (3.6) durch Multiplikation mit dem theoretischen Wert aus Gleichung (3.5) eliminiert werden und das RIN der Lichtquelle  $RIN_{LQ}$  ergibt sich zu:

$$RIN_{LQ} = \frac{S_{NLQ} * 2e \langle i \rangle}{\langle i \rangle^2} \quad (3.8)$$

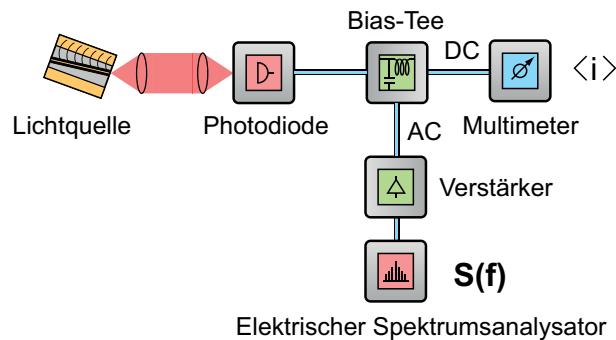


Abb. 35: Schema des experimentellen Aufbaus zur Charakterisierung des Intensitätsrauschens basierend auf der Methode der direkten Detektion.

Zur Untersuchung des Intensitätsrauschens kamen in dieser Arbeit zwei, einander ergänzende, direkte Detektionssysteme zum Einsatz, um den vollen Leistungsbereich der Emission der QP-SLD abzudecken. Der prinzipielle experimentelle Aufbau ist in Abb. 35 dargestellt. Die Funktionsweise der einzelnen Komponenten wird zunächst anhand der konkreten Realisierung des ersten Aufbaus diskutiert. Die Besonderheiten des zweiten Aufbaus werden im Anschluss kurz vorgestellt.

### Detektionssystem 1

Die Emission der Lichtquelle wird möglichst vollständig auf die Photodiode des Detektionssystems fokussiert. Im ersten Aufbau wird eine großflächige InGaAs Photodiode (EG&G 60341) mit einem Durchmesser von 1mm und einer 3dB-Frequenzbandbreite von 75MHz verwendet. Bei 1300nm beträgt deren Quanteneffizienz 0,9A/W, was eine sehr gute Abbildung der Photonenstatistik auf den Elektronenstrom gewährleistet. Der Elektronenstrom besteht nun aus einem DC-Gleichanteil  $\langle i \rangle$ , der proportional zur optischen Leistung ist, und einem fluktuierendem AC-Anteil  $\langle \Delta i^2 \rangle$ , der die Information über das Intensitätsrauschen enthält. Die beiden Anteile werden mittels einer Frequenzweiche (engl.: Bias-Tee, Picosecond Pulselab 5547-107) bei der Grenzfrequenz von 5kHz separiert. Der DC-Gleichanteil wird mit einem Präzisionsmultimeter (HP 3475A) gemessen und ist einerseits für die Schrotrauschkalibrierung, andererseits aber auch für die Leistungsnormierung beim RIN von zentraler Bedeutung.

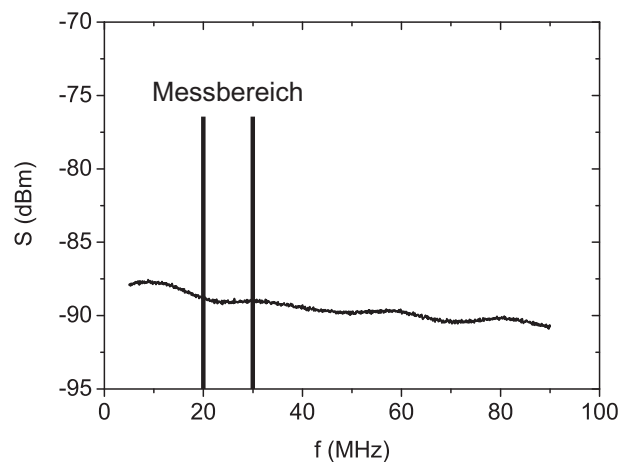


Abb. 36: Typisches Rauschspektrum des ersten Messaufbaus bei unbeleuchtetem Detektor.

Um die Rauschleistungsdichte mit dem ESA auszuwerten, ist eine vorige Verstärkung des AC-Anteils erforderlich. Die Rauschleistung beträgt typischerweise nur einen Bruchteil der optischen Leistung und wird im ersten Aufbau von einem rauscharmen Verstärker (Miteq AU-1583) um 36dB verstärkt. Der

Verstärker hat eine Frequenzbandbreite von 0,2-400MHz und verfügt über ein geringes Eigenrauschen mit einer Rauschzahl (engl.: noise figure) von 1,2dB. Die Rauschleistung des verstärkten AC-Anteils wird im Anschluss mit dem ESA im Frequenzbereich des weißen Rauschens untersucht. Ein typisches weißes Rauschspektrum des ersten Detektors im unbeleuchteten Zustand ist in Abb. 36 dargestellt.

Die Rauschleistung des unbeleuchteten Detektionssystem zeigt über den gesamten Frequenzbereich einen flachen Verlauf und nimmt, bezogen auf den Leistungspegel von 1mW, Werte zwischen -90 und -87dBm an. Der markierte Bereich zwischen 20-30MHz liegt einerseits zentral in der Domäne des weißen Quantenrauschens und andererseits noch weit unterhalb der oberen Grenzfrequenz der Photodiode bei 75MHz. Da er auch einen interessanten Frequenzbereich für die Anwendung darstellt, werden sämtliche Rauschuntersuchungen der vorliegenden Arbeit in diesem Messbereich durchgeführt. Die Messung und Auswertung erfolgt dabei rechnergestützt. Ein Labview Programm regelt die Stromversorgung der Lichtquelle, liest den Gleichstromwert am Multimeter und die Rauschleistungsdichte am ESA aus. Aus der Rauschleistungsdichte wird durch Mittelung die durchschnittliche Rauschleistung pro 1Hz Detektionsbandbreite im Frequenzbereich 20-30MHz berechnet, hierbei werden die limitierte Quanteneffizienz der Photodiode und der Verstärkungsfaktor des Verstärkers berücksichtigt.

Das Rauschspektrum in Abb. 36 enthält bisher noch keine Informationen über das Intensitätsrauschen einer Lichtquelle. Die Rauschleistung setzt sich bisher nur aus den zusätzlichen Rauschbeiträgen wie zum Beispiel dem thermischen Rauschen, dem Verstärkerrauschen, dem Dunkelrauschen und dem Geräterauschen des ESA zusammen. Hier zeigt sich die Notwendigkeit zur Eliminierung des apparativen Zusatzrauschens bei Verwendung der direkten Detektionsmethode mittels einer Schrotrauschnormierung. Die Leistungsfähigkeit des verwendeten Detektionssystems kann dabei durch einen Vergleich mit den theoretischen Schrotrauschwerten beurteilt werden. Hierzu wird der Detektor zunächst mit einer poissonverteilten Lichtquelle beleuchtet. In Abhängigkeit der optischen Leistung wird die Rauschleistungsdichte ermittelt. Anschließend wird die Abweichung der Messwerte vom theoretischen Rauschwert bestimmt. Durch die Festlegung eines Toleranzbereichs lässt sich der nutzbare optische Leistungsbereich des Messsystems für die Rauschdetektion angeben.

Als optische Schrotrauschquelle wurde eine breitbandige Halogenlampe (Schott KL1500, mit ausgebautem Wärmeschutzfilter) verwendet. Dies mag zunächst verwundern, da die Photonenstatistik von Halogenlampen, aufgrund des spontanen Emissionsverhaltens, grundsätzlich der Bose-Einstein-Statistik folgt. Die Kombination aus sehr geringer Kohärenzfläche und hoher spektraler Bandbreite unterdrückt jedoch den Beitrag des Überschussrauschens stark: Unter Verwendung von Gleichung (2.9) auf Seite 10 ergibt sich bei einer räumlichen Ausdehnung der Glühwendel von  $\Delta S=5\text{mm}$ , einem Detektorabstand von  $R=10\text{cm}$ , einer Zentralwellenlänge von  $\lambda=1\mu\text{m}$  und einem Photodiodendurchmesser von 1mm der räumliche Vorfaktor aus Gleichung (2.18) auf S.17 zu  $\frac{A_{\text{coh}}}{A_{\text{det}}} \approx 10^{-7}$ . Der zeitliche Vorfaktor bestimmt sich bei einer Detektionsbandbreite  $\Delta f=1\text{Hz}$  und einer spektralen Breite im Bereich von  $\Delta \nu=100\text{THz}$  zu  $\frac{\Delta f}{\Delta \nu} \approx 10^{-14}$ . Die Kombination beider Vorfaktoren resultiert somit in einer effektiven Unterdrückung des Überschussrauschens und bewirkt, dass der Photonenstrom der Halogenlampe nahezu ideal durch die Poisson-Verteilung beschrieben werden kann. Die optische Leistung der Halogenlampe wurde über die Versorgungsspannung an einem Netzgerät (Heinzinger TN30-300) variiert.

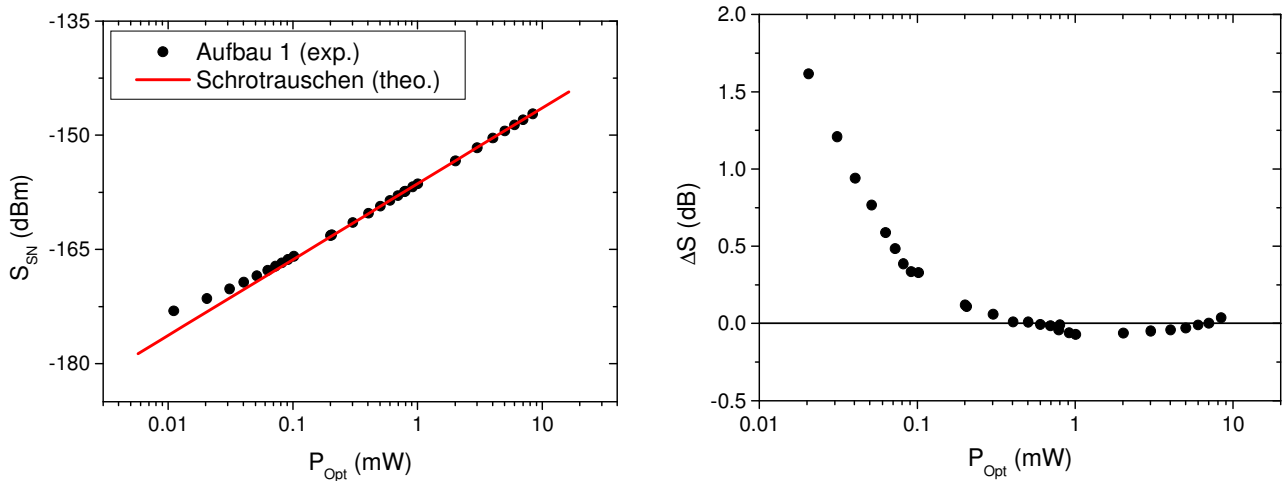


Abb. 37: Charakterisierung von Detektionssystem 1. Links: Experimentelle Rauschleistung bei Beleuchtung mit einer Schrotrauschquelle zusammen mit Theoriewerten. Rechts: Abweichung von den theoretischen Werten einer idealen Schrotrauschquelle in logarithmischen Einheiten.

Für das erste Detektionssystem ist die Rauschleistung bei Beleuchtung mit einer Schrotrauschquelle im linken Teil von Abb. 37 gezeigt. Zum Vergleich sind auch die theoretischen Werte gemäß Gleichung (3.5) gezeigt. Im Leistungsbereich von 0,01 bis 0,1mW liegen die Messwerte deutlich oberhalb der Theorie-Werte. Im Leistungsbereich von 0,1 bis 10mW zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Messwerten und der Theorie. Hier liegen die Messwerte allesamt auf der ansteigenden Schrotrauschgeraden mit Rauschleistungen im Bereich von -170dBm bis -150dBm. Um die Abweichung der Messwerte von der Theorie zu beurteilen, wurde der Quotient aus gemessener und theoretischer Rauschleistung gebildet. Der Logarithmus dieser normierten Rauschleistung ist im rechten Teil der Abbildung aufgetragen. Als Orientierungshilfe ist bei 0dB eine horizontale Linie eingezeichnet, die einer perfekten Übereinstimmung von Theorie und Experiment entspricht. Liegen die Messwerte oberhalb der Linie ist die gemessene Rauschleistung größer als theoretisch vorhergesagt.

Bei optischen Leistungen zwischen 0,01 und 0,1mW zeigt sich ein stark fallender Verlauf von +2 auf +0,3dB. Zwischen 0,1 und 1mW fallen die Werte schwächer bis auf -0,07dB ab. Oberhalb von 1mW nehmen die Werte dann wieder leicht zu. Bei 10mW werden schließlich +0,05dB erreicht.

Bei niedrigen optischen Leistungen ist die experimentell bestimmte Rauschleistung größer als theoretisch erwartet. Hier liegt die optische Rauschleistung in der Größenordnung des Eigenrauschens des Detektionssystems (engl.: noise equivalent power, NEP), welches stets die untere Detektionsgrenze markiert. Bei hohen optischen Leistungen tritt ebenfalls eine Erhöhung in der gemessenen Rauschleistung auf und der Maximalstrom der Photodiode legt die obere Detektionsgrenze fest. In diesem Bereich sättigt die Photodiode und detektiert den DC-Anteil des Lichts nicht mehr vollständig. Die gemessene Rauschleistung entspricht also effektiv der Rauschleistung bei einer höheren optischen Leistung.

Werden Abweichungen bis  $\pm 0,5$ dB toleriert, so lässt sich der Einsatzbereich des ersten Detektionssystems auf optische Leistungen zwischen 70 $\mu$ W und 10mW festlegen. Um bei der QP-SLD den Einsatzpunkt der ASE genauer studieren zu können, ist eine Ausdehnung des Messbereichs zu kleineren optischen Leistungen wünschenswert, wofür das zweite Detektionssystem konzipiert wurde.

Um den Detektionsbereich zu erweitern, unterscheidet sich das zweite Detektionssystem in einigen Komponenten vom bereits vorgestellten. Als Besonderheit kommt im zweiten Detektionssystem eine InGaAs Lawinenphotodiode (Laser Components IAE-200 S5) zum Einsatz. Die Lawinenphotodiode (engl.: avalanche photodiode, APD) verfügt über eine Detektorfläche von  $200\mu\text{m}$ . Die Frequenzbandbreite erstreckt sich bis 400MHz und die materialspezifische Quanteneffizienz beträgt 0,83A/W. Durch das Anlegen einer Vorspannung kommt es in der Photodiode zu einer lawinenartigen Elektronenvervielfachung, die zu einer effektiven Quanteneffizienz von 10A/W führt. Der Dunkelstrom der APD liegt bei 10nA. Prinzipiell sind also Messungen ab einer optischen Leistung von 1nW möglich. Bei solch geringen optischen Leistungen sind die Rauschleistungswerte extrem niedrig. Dies motiviert den Einsatz eines Verstärkers (Miteq AU-1447) mit einem hohen Gewinn von 56dB im Frequenzbereich von 0,01 bis 200MHz. Das geringe Eigenrauschen des Verstärkers beträgt 1,2dB. Das Rauschspektrum des zweiten Detektionssystems zeigt einen ähnlich flachen Verlauf wie das Rauschspektrum des ersten Aufbaus (Abb. 36) und wird daher nicht zusätzlich gezeigt.

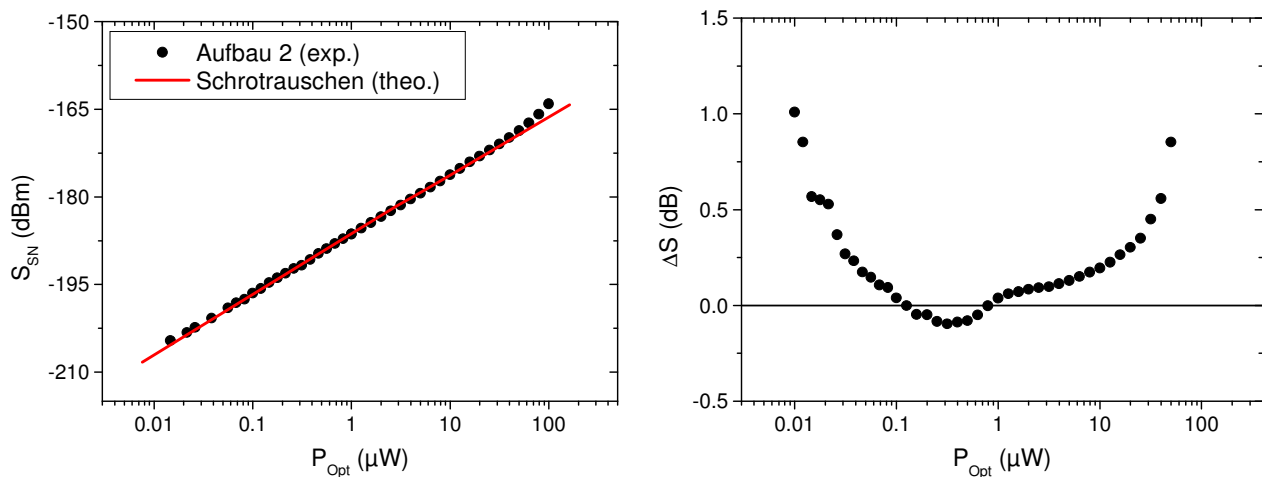


Abb. 38: Charakterisierung von Detektionssystem 2. Links: Experimentelle Rauschleistung bei Beleuchtung mit einer Schrotrauschquelle zusammen mit Theoriewerten. Rechts: Abweichung von den theoretischen Werten einer idealen Schrotrauschquelle in logarithmischen Einheiten.

Die Rauschleistung des zweiten Systems bei Beleuchtung mit einer Schrotrauschquelle ist im linken Teil von Abb. 38 dargestellt. Die Rauschleistung wurde für optische Leistungen im Bereich von 10nW bis  $100\mu\text{W}$  untersucht. Zwischen 10nW und  $1\mu\text{W}$  liegen die Rauschwerte zunächst stark, dann leicht oberhalb der Theoriewerte. Im Bereich von 1 bis  $10\mu\text{W}$  ist die Übereinstimmung sehr gut. Oberhalb von  $10\mu\text{W}$  liegen die experimentellen Rauschwerte wieder über der Schrotrauschgeraden. Auch beim zweiten Detektionssystem zeigt sich eine gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment über einen großen Leistungsbereich. Zur Eingrenzung des Einsatzbereichs wurde ebenfalls die logarithmische Abweichung bestimmt, sie ist im rechten Teil der Abbildung aufgetragen.

Wie auch beim ersten Detektionssystem tritt ein U-förmiger Verlauf auf. Der Großteil der Messwerte liegt dabei oberhalb der idealen 0dB-Markierung. Bei 10nW beträgt die Abweichung noch +1dB. Mit zunehmender optischer Leistung nimmt die Abweichung ab. Oberhalb von 30nW ist sie schließlich kleiner als +0,5dB. Der fallende Trend setzt sich noch bis zum Minimum bei 300nW fort. Danach nimmt die Abweichung wieder zu. Bis  $40\mu\text{W}$  sind die Werte jedoch kleiner als +0,5dB, für höhere Leistungen liegen größere Abweichungen vor.

Eine Tolerierung von Abweichungen bis  $\pm 0,5\text{dB}$ , beschränkt den Einsatzbereich des zweiten Detektionssystems auf optische Leistungen zwischen  $30\text{nW}$  und  $40\mu\text{W}$ <sup>9</sup>. Somit schließt sich der Dynamikbereich des zweiten Systems fast nahtlos an den Detektionsbereich des ersten Systems an und ermöglicht so eine umfassende Analyse des Rauschverhaltens der QP-SLD, was im Folgenden exemplarisch anhand der VN1035 diskutiert wird.

Zunächst wird das Intensitätsrauschen der QP-SLD bei kleinen optischen Leistungen bis  $1\mu\text{W}$  mit dem zweiten Detektionssystem untersucht. Hierzu wurde der Pumpstrom der QP-SLD mit der ILX3620 von  $0,5$  bis  $10\text{mA}$  variiert. Die kollimierte Emission wurde mit einer weiteren asphärischen Linse (Thorlabs C230TME-C) auf die Lawinenphotodiode des zweiten Detektionssystems fokussiert. Die APD wurde dabei von einer Präzisionsspannungsquelle (Hewlett Packard HP6115A) mit einer Vorspannung von  $59,1\text{V}$  versorgt. Zum Schutz vor äußeren Störeinflüssen wurde das sensitive Messsystem samt SLD in einer elektromagnetisch-geschirmten Messkabine betrieben. Die Messkabine schirmt dabei hochfrequente Strahlung mit einem Unterdrückungsverhältnis von  $23\text{dB}$  zuverlässig ab. Für die Analyse der Rauschleistung wurde der verstärkte AC-Anteil über isolierte Durchführungen aus der Messkabine heraus an das ESA übertragen. Die Einstellungen am ESA wurden dabei wie folgt gewählt; der Messbereich betrug  $20$  bis  $30\text{MHz}$ , die Auflösungsbandbreite lag bei  $100\text{kHz}$ , die Videobandbreite betrug  $100\text{Hz}$ ; zudem wurde jede Messung intern  $10$ fach gemittelt.

Zeitlich unmittelbar nach der Messung der QP-SLD erfolgte die Rauschmessung der Schrotrauschquelle bei identischer optischer Leistung und gleichen ESA Einstellungen. Aus den normierten Rauschwerten der QP-SLD wurden schließlich die RIN-Werte gemäß Gleichung (3.8) bestimmt.

Um den Rauschcharakter der QP-SLD einzuordnen, werden die gemessenen RIN-Werte einmal mit den theoretischen Werten für eine kohärente Quelle und zum anderen mit einer thermische Quelle mit den gemessenen optischen Eigenschaften der QP-SLD verglichen. Eine kohärente Quelle mit poissonverteilten Photonen zeigt Schrotrauschen. Das RIN einer kohärenten Quelle  $RIN_{\text{coh}}$  ergibt sich bei einer Detektionsbandbreite von  $\Delta f = 1\text{Hz}$  durch Einsetzen von Gleichung (3.5) in Gleichung (3.7) zu:

$$RIN_{\text{coh}} = \frac{2e}{\langle i \rangle}. \quad (3.9)$$

$RIN_{\text{coh}}$  ist frequenzunabhängig und nimmt mit zunehmendem Photostrom ab. Bei einer spektral-breitbandigen thermischen Quelle setzt sich die Rauschleistungsdichte  $S_{\text{th}}(f)$  gemäß Gleichung (2.18) auf Seite 17 aus zwei Beiträgen zusammen, dem Schrotrauschen und dem Überschussrauschen [68]:

$$S_{\text{th}}(f) = 2e\langle i \rangle \Delta f + \langle i \rangle^2 \frac{A_{\text{coh}}}{A_{\text{det}}} \frac{\Delta f}{\Delta \nu} P_{\text{Pol}}. \quad (3.10)$$

Das Überschussrauschen ist proportional zum Quadrat des Photostroms  $\langle i \rangle^2$  und, im untersuchten Frequenzbereich, ebenfalls frequenzunabhängig<sup>10</sup>. Weiter hängt es von den räumlichen und zeitlichen Kohärenzeigenschaften erster Ordnung ab. Die Kohärenzfläche der QP-SLD übersteigt die Größe der

<sup>9</sup> Auch mittels Lock-In unterstützter Detektion [118] war eine Ausdehnung des Messbereichs zu noch kleineren Leistungen nicht möglich.

<sup>10</sup> Das Überschussrauschen resultiert aus der Interferenz der zahlreichen Spektralkomponenten der breitbandigen Emission. In der Folge erstrecken sich die Intensitätsfluktuationen gleichverteilt über den kompletten Frequenzbereich von  $0\text{Hz}$  bis zur höchsten Emissionsfrequenz der Lichtquelle.



Detektorfläche somit nimmt  $\frac{A_{\text{coh}}}{A_{\text{det}}}$  den Wert 1 an. Bei den zeitlichen Kohärenzeigenschaften, wird die experimentell bestimmte spektrale Breite  $\Delta\nu$  der QP-SLD in das thermische Rauschmodell eingesetzt. Durch den Einsatz des optischen Isolators ist die kollimierte Emission der QP-SLD vollständig linear polarisiert. Gemäß Gleichung (2.21) gilt somit  $P_{\text{pol}}=2$ .

Das RIN einer polarisierten, thermischen Quelle  $RIN_{\text{th}}$  bei Verwendung der Einheitsdetektionsbandbreite  $\Delta f=1\text{Hz}$  ist somit gegeben durch:

$$RIN_{\text{th}} = \frac{2e}{\langle i \rangle} + \frac{2}{\Delta\nu}. \quad (3.11)$$

Der erste Term ist bereits vom RIN der Schrotrauschquelle bekannt. Der zweite Term repräsentiert das Überschussrauschen, das unabhängig vom Photostrom und invers zur spektralen Breite der QP-SLD ist.

Das gemessene RIN der QP-SLD bei niedrigen optischen Leistungen ist in Abb. 39 gemeinsam mit den theoretischen RIN-Werten einer kohärenten und einer thermischen Quelle mit den spektralen Eigenschaften der QP-SLD (siehe Abb. 21 auf S.36) als Funktion des Photostroms  $\langle i \rangle$  aufgetragen. In dieser Auftragung lassen sich die relevanten Parameter des Intensitätsrauschens durch Vergleich mit den Theoriewerten leicht identifizieren.

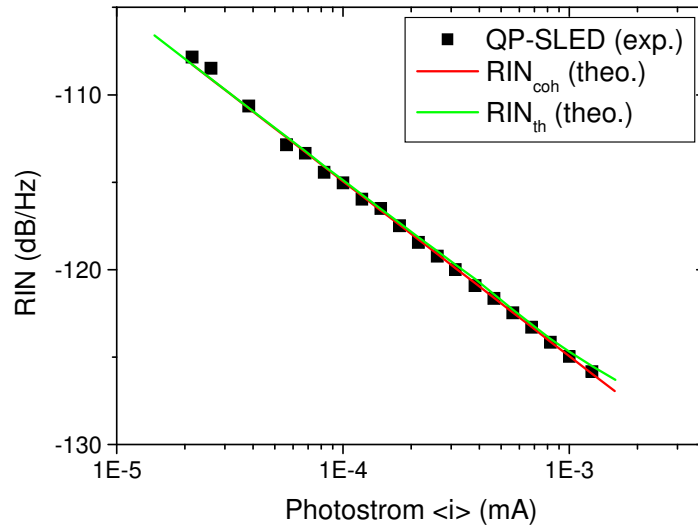


Abb. 39: Intensitätsrauschen der QP-SLD bei kleinen Leistungen gemessen mit dem zweiten Detektionssystem.

Das RIN der QP-SLD nimmt mit zunehmendem Photostrom linear ab. Werden bei  $20\text{nA}$  noch  $-107,8\text{dB/Hz}$  erreicht, so nimmt das RIN kontinuierlich bis auf  $-125,8\text{dB/Hz}$  bei  $1,3\mu\text{A}$  Photostrom ab. In diesem RIN-Bereich liegen auch die theoretischen Vergleichswerte der kohärenten und thermischen Quelle, die fast identische Werte liefern und ebenfalls linear abnehmen. Lediglich bei Photostromen oberhalb von  $0,5\mu\text{A}$  beginnen die beiden Kurven leicht auseinanderzudriften, wobei die Werte der thermischen Quelle leicht erhöht sind. Die gute Übereinstimmung beider Theoriekurven ist auf die effektive Unterdrückung des Überschussrauschens im RIN der thermischen Quelle zurückzuführen. Für geringe optische Leistungen in Kombination mit großen spektralen Breiten, wie sie im Fall der QP-SLD vorliegen, dominiert der Schrotrauschterm in der RIN-Beschreibung thermischer Quellen und verbieten so eine Zuordnung des Rauschverhaltens der QP-SLD zu einem der beiden klassischen Grenzfälle. Erst bei Photostromen im Bereich von  $1\mu\text{A}$  trägt das Überschussrauschen zum Gesamtrauschen bei und erhöht die theoretischen RIN-Werte leicht.



Dies motiviert die Untersuchung des Intensitätsrauschens der QP-SLD bei höheren Pumpströmen mit dem ersten Detektionssystem. Hierzu wurde die QP-SLD bei Pumpströmen von bis zu 1A mit der Netzstromquelle PRO800 betrieben. Die Emission der QP-SLD wurde, wie vorher auch, auf die Photodiode des Detektionssystems fokussiert. Das Intensitätsrauschen als Funktion des Photostroms ist kombiniert mit den Rauschwerten bei niedrigen Strömen und den korrespondierenden Theoriewerten einer kohärenten und einer thermischen Quelle, wieder unter Berücksichtigung der experimentell bestimmten spektralen Breite der QP-SLD, in Abb. 40 dargestellt.

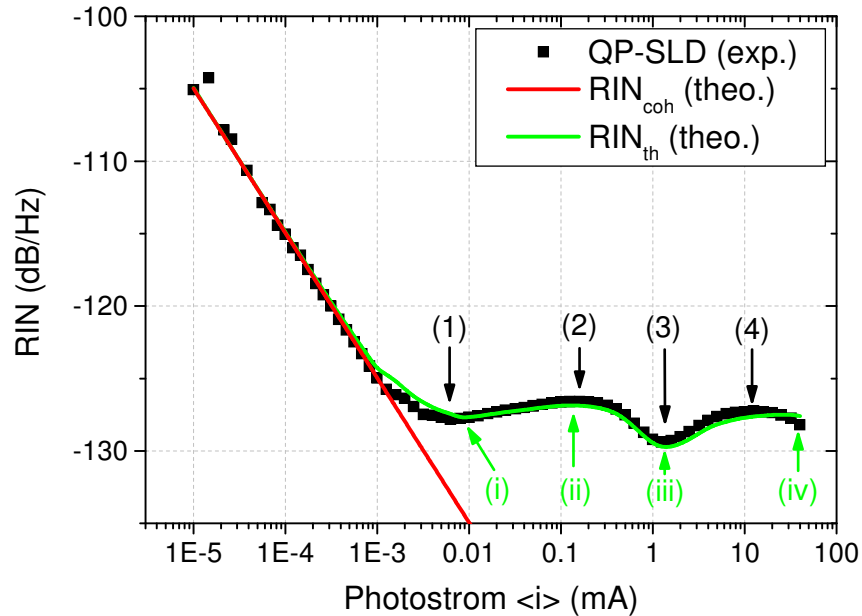


Abb. 40: Intensitätsrauschen der QP-SLD über den gesamten Messbereich bei Kombination beider Messsysteme.

Anfangs zeigt sich in den experimentellen Rauschwerten der QP-SLD die bereits diskutierte Reduktion im RIN. Bis  $1\mu\text{A}$  Photostrom ( $I_{\text{pump}}=10\text{mA}$ ) nimmt das RIN linear mit dem Photostrom bis auf  $-125\text{dB/Hz}$  ab. Im Bereich zwischen  $1$  und  $10\mu\text{A}$  gehen die RIN-Werte von einem linear-fallenden in einen horizontalen Verlauf über. Das erste lokale Minimum im Rauschen von  $-127,8\text{dB/Hz}$  wird bei einem Photostrom von  $6,3\mu\text{A}$  (siehe Markierung (1),  $I_{\text{pump}}=32\text{mA}$ ) angenommen. Mit zunehmendem Photostrom steigen die Rauschwerte leicht an, bis bei  $0,16\text{mA}$  Photostrom ( $I_{\text{pump}}=101\text{mA}$ ) ein lokales Rauschmaximum mit  $-126,6\text{dB/Hz}$  vorliegt (siehe Markierung (2)). In der Folge nimmt das Rauschen wieder ab. Das absolute Rauschminimum von  $-129,4\text{dB/Hz}$  wird bei einem Photostrom von  $1,3\text{mA}$  entsprechend einem Pumpstrom von  $340\text{mA}$  angenommen (siehe Markierung (3)). Mit zunehmendem Photostrom nimmt das Rauschniveau wieder zu. Ein lokales Maximum im Rauschen tritt mit  $-127,3\text{dB/Hz}$  bei  $10\text{mA}$  Photostrom ( $I_{\text{pump}}=650\text{mA}$ ) auf (siehe Markierung (4)). Bei noch höheren Photoströmen beginnt das Rauschen wieder leicht abzunehmen, bei  $40\text{mA}$  ( $I_{\text{pump}}=1000\text{mA}$ ) werden schließlich  $-128,2\text{dB/Hz}$  erreicht.

In der Abbildung sind neben den experimentellen Rauschwerten auch die Theoriewerte für eine kohärente Quelle und eine thermische Quelle mit den spektralen Eigenschaften der QP-SLD dargestellt. Das RIN der idealen kohärenten Quelle nimmt linear mit Photostrom ab. Bei  $10\text{nA}$  wird noch ein RIN von  $-105\text{dB/Hz}$  erreicht, bei  $1\mu\text{A}$  ist es bereits auf  $-125\text{dB/Hz}$  reduziert. In der Abbildung nicht mehr gezeigt ist das RIN von  $-155\text{dB/Hz}$  bei  $1\text{mA}$ , und schließlich  $-171\text{dB/Hz}$  bei  $40\text{mA}$ . Bei Verwendung einer kohärenten Quelle ist eine Reduktion im RIN somit über eine Zunahme in der optischen Leistung möglich.

Für eine thermische Quelle mit den spektralen Eigenschaften der QP-SLD zeigt sich bei geringen Photoströmen zunächst ebenfalls ein linearer Abfall im RIN. In der Folge wird die Abnahme im Rauschen geringer. Es bildet sich ein lokales Minimum aus (siehe Markierung (i)), bevor die RIN-Werte wieder leicht ansteigen bis zu einem lokalen Maximum (siehe Markierung (ii)). In weiteren Verlauf bildet sich ein Tal, mit dem globalen Minimum von -129,75dB/Hz bei 1,3mA aus (siehe Markierung (iii)). Danach steigt das RIN wieder leicht an. Bei 40mA werden schließlich -127,6dB/Hz erreicht (siehe Markierung (iv)).

Beim Vergleich der experimentellen und theoretischen Rauschwerte fällt die hervorragende Übereinstimmung der theoretischen thermischen und experimentellen Rauschwerte auf. Für geringe Photoströme liegen die Messwerte noch gleichermaßen auf beiden Theoriekurven. Oberhalb von  $1\mu\text{A}$  Photostrom jedoch separieren sich die Theoriekurven von kohärenter und thermischer Quelle, wobei die experimentellen Werte den theoretischen Werten der thermischen Quelle folgen. Die Abweichung zwischen thermischen und experimentellen Werten ist dabei stets kleiner als  $\pm 1\text{dB/Hz}$ . Bei  $10\mu\text{A}$  und  $25\text{mA}$  herrscht sogar perfekte Übereinstimmung. Die größte Differenz wird bei  $4,8\text{mA}$  angenommen und beträgt  $0,7\text{dB/Hz}$ .

Die gute Übereinstimmung der theoretischen Werte für eine thermische Quelle mit den experimentellen RIN-Werten bestätigt den thermischen Charakter der QP-SLD Emission, der sich bereits bei den Untersuchungen der Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung angedeutet hat. Hier offenbart sich der Zusammenhang zwischen den Kohärenzeigenschaften und dem Intensitätsrauschverhalten spektral-breitbandiger thermischer Lichtquellen. Die Kohärenzeigenschaften in zweiter Ordnung legen den thermischen Charakter der QP-SLD fest, während die Kohärenzeigenschaften in erster Ordnung die Modulation im Verlauf der experimentellen RIN-Werte bestimmen. Noch mehr wird dieser Zusammenhang in Abb. 41 verdeutlicht, in der die RIN-Werte oberhalb von  $1\mu\text{A}$  Photostrom zusammen mit der spektralen Breite,  $\Delta\nu$ , und dem zentralen Kohärenzgrad zweiter Ordnung ( $g^{(2)}(\tau=0)$ ) dargestellt sind.

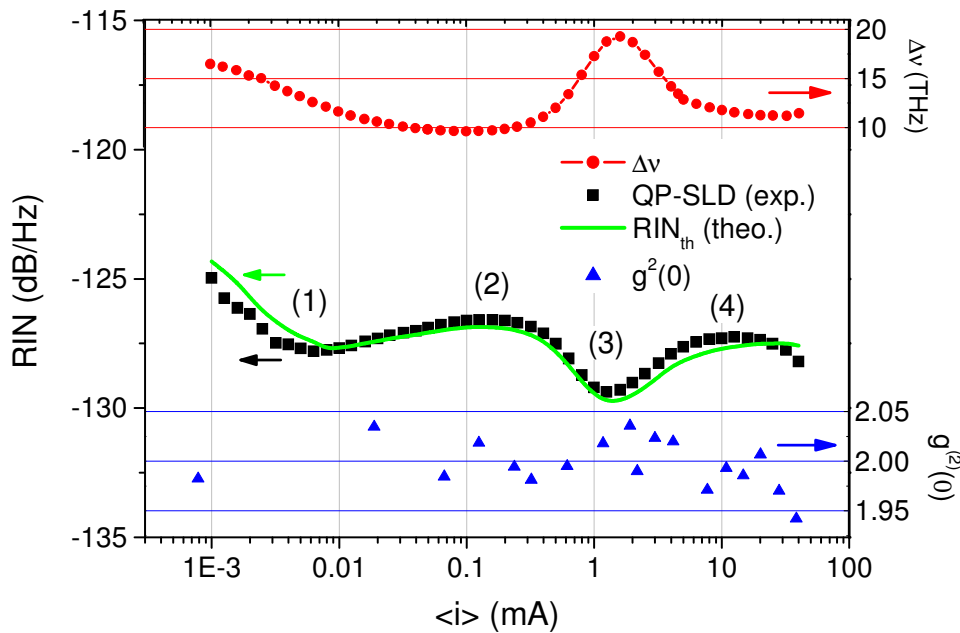


Abb. 41: RIN-Werte der QP-SLD mit theoretischen Werten einer thermischen Quelle, der Entwicklung der spektralen Breite (oben) und des zentralen Kohärenzgrads zweiter Ordnung (unten) als Funktion des Photostroms.

Die Modifikation im Verlauf der RIN-Werte folgt der inversen Entwicklung der spektralen Breite, die von der spektralen Emissionshierarchie des QP-Gewinnmediums geprägt ist. Im Photostrombereich um  $10\mu\text{A}$  (siehe Markierung (1)) dominiert die spontane Emission des GS mit einer spektralen Breite von 12THz. Beim Einsetzen der ASE im Bereich zwischen 10 und  $100\mu\text{A}$  schnürt die spektrale Breite der GS Emission auf 10THz ein, das Rauschen nimmt hierbei um 1dB/Hz zu (siehe Markierung (2)). Dann beginnt die Emission aus dem ES und die spektrale Breite nimmt zu, bis sie schließlich bei 1,3mA Photostrom ( $I_{\text{Pump}}=340\text{mA}$ ) mit 19,3THz nahezu verdoppelt ist (siehe Markierung (3)). Hier liegt dementsprechend auch das Minimum im Rauschen vor und die Reduktion von 2,8dB/Hz gegenüber dem Rauschlevel bei GS-dominierte Emission entspricht ziemlich genau dem Faktor 2 aus der Verdopplung der spektralen Breite. Bei höheren Photoströmen dominiert der ES zunehmend die Gesamtemission und reduziert die spektrale Breite auf 12THz. Dementsprechend steigt das RIN um 2,15dB/Hz an (siehe Markierung (4)). Der Zusammenhang zwischen spektraler Breite und Intensitätsrauschen lässt sich anschaulich am Modell des Kohärenzvolumens verfolgen.

Die quadratische Abhängigkeit der Rauschleistung von der optischen Leistung wird durch die Leistungsnormierung in der RIN Darstellung (Abb. 39 bis Abb. 41) leicht übersehen und ist daher hier am Modell des Kohärenzvolumens nochmal explizit erwähnt. Die Rauschleistung hängt von der Anzahl der Photonen im Kohärenzvolumen ab. Nur diese können miteinander interferieren und Fluktuationen in der emittierten Leistung bewirken. Die Anzahl der Photonen ist einerseits von der optischen Leistung, andererseits aber auch von der Kohärenzlänge des Strahlungsfelds abhängig. Im Fall spektral-breitbandiger Emission ist die Kohärenzlänge kurz, bei reduzierter spektraler Breite entsprechend länger. In Abb. 42 ist die Entwicklung des Kohärenzvolumens gemäß der Emissionshierarchie der QP-SLD schematisch dargestellt. Bei geringen Pumpströmen (Abb. 42, oben) emittiert zunächst nur der GS mit geringer Intensität, dargestellt durch die geringe Anzahl an roten Kugeln im großen Kohärenzvolumen. Die Rauschleistung nimmt mittlere Werte an, da die Leistung zwar gering, die Kohärenzlänge aber groß ist. Durch die Normierung hängt das RIN einzig von der Länge des Kohärenzvolumens ab und so ergeben sich hohe RIN-Werte. Im Bereich maximaler spektraler Breite (Abb. 42, mitte) bei gleich intensiver GS- (rote Kugeln) und ES-Emission (grüne Kugeln) ist einerseits die Leistung höher, andererseits aber die Kohärenzlänge deutlich verkürzt. So werden hier ebenfalls mittlere Rauschwerte angenommen. Die Kohärenzlänge ist minimal, dadurch wird auch das RIN minimiert. Eine weitere Erhöhung des Pumpstroms (Abb. 42, unten) führt im optischen Spektrum zu ES-dominierte Emission, mit hoher optischer Leistung und reduzierter spektraler Breite also großer Kohärenzlänge. Die Anzahl der Photonen im Kohärenzvolumen ist hier maximal, somit wird auch die Rauschleistung maximal. Die große Kohärenzlänge führt wieder zu hohen RIN-Werten.

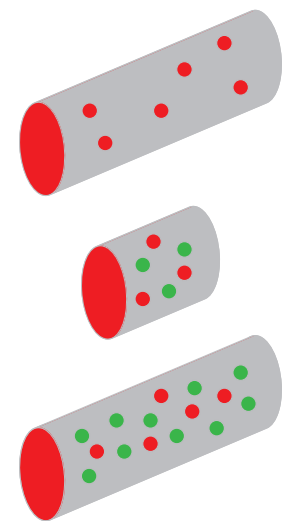


Abb. 42.  
Kohärenzvolumen bei GS-  
(oben), GS- und ES-  
(mitte) und ES-  
dominierter (unten)  
Gesamtemission.

Die Übereinstimmung der experimentellen und thermischen RIN-Werte belegt eindrucksvoll den thermischen Emissionscharakter, der QP-SLD der über einen weiten Photostrombereich vorherrscht. Die Photonenverteilung ist durch die Bose-Einstein-Statistik beschrieben und der spontane Photonenemissionsprozess dominiert. Wie auch bereits bei der Diskussion der Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung gesehen, haben die stimulierten Emissionsprozesse bei der verstärkten spontanen

---

Emission nur geringen Einfluss auf das Kohärenzverhalten der QP-SLD. Lediglich im Bereich höchster Pumpströme zeigte sich dort eine leichte Abweichung vom thermischen Charakter (siehe Abb. 33 auf S.49). Bei genauer Betrachtung der RIN-Werte in Abb. 41 zeigt sich hier nun ebenfalls eine geringe Abweichung von den thermischen Theoriewerten.

Während bei Photoströmen oberhalb von 20mA die spektrale Breite infolge der ES-dominierten Emission noch abnimmt, tritt bereits, entgegen der thermischen Beschreibung, eine Reduktion in den RIN-Werten auf. Bei 40mA beträgt die Abweichung zwischen Theorie und Experiment schließlich 0,6dB/Hz und weist auf die Zunahme im Kohärenzgrad zweiter Ordnung aufgrund stimulierter Emissionsprozesse hin. Die Ausprägung der Rauschreduktion ist jedoch wie auch die Reduktion im Kohärenzgrad gering.

Durch die Analyse des Intensitätsrauschens konnte der Zusammenhang zwischen der Rauschleistung und den Kohärenzeigenschaften gezeigt werden, was die Identifikation der relevanten Parameter für die Stärke des Intensitätsrauschens erlaubte. Das Rauschverhalten kann somit als Indikator für die Kohärenzeigenschaften von Lichtquellen herangezogen werden. Dabei ist aber zu beachten, dass die Rauschmessungen kein gleichwertiger Ersatz für zeitaufgelöste Kohärenzuntersuchungen sind, da durch die limitierte Bandbreite bei der Rauschdetektion die zeitliche Charakteristik der Kohärenzeigenschaften durch Mittelungsprozesse verlorengeht.

Motiviert von einem tieferen Verständnis des quantenoptischen Rauschcharakters der QP-SLD, aber auch seitens der Anwendung stellt sich die Frage, inwiefern das Rauschverhalten der QP-SLD optimiert werden kann. Aus der Diskussion der Messergebnisse lassen sich zwei Strategien zur Reduktion des Intensitätsrauschens ableiten. Beide zielen auf die Kontrolle der Kohärenzeigenschaften ab. Naheliegend ist es zunächst, die Kohärenzeigenschaften erster Ordnung über eine Zunahme in der spektralen Breite zu optimieren. Hier werden im nächsten Kapitel zwei Ansätze verfolgt. Einerseits soll die Optimierung mittels spektral-selektiver Rückkopplung erreicht werden, andererseits soll das Intensitätsrauschen durch die Kombination zweier unabhängiger SLDs reduziert werden. Im darauf folgenden Kapitel wird dann das einzigartige Ladungsträgerverhalten niedrigdimensionaler Quantensysteme genutzt, um die Kohärenzeigenschaften in zweiter Ordnung zu manipulieren, um den Rauschcharakter der QP-SLD von Grund auf zu ändern und eine simultan breitbandige und rauscharme Emission zu ermöglichen.

---

## 4. Reduktion des Intensitätsrauschens durch Kohärenzkontrolle in 1. Ordnung

---

Dieser Abschnitt greift die gewonnen Erkenntnisse des letzten Abschnitts auf und ermöglicht ein tieferes Verständnis des thermischen Rauschcharakters der QP-SLD. Dabei wird insbesondere die Frage geklärt, wie robust der thermische Emissionscharakter gegenüber der Modifikation der Kohärenzeigenschaften in erster Ordnung ist und inwieweit sich das Intensitätsrauschen dadurch optimieren lässt. Ausgehend vom thermischen Charakter der QP-SLD führt eine Zunahme in der spektralen Breite zu einer Reduktion im RIN. In diesem Unterkapitel werden zwei unterschiedliche Verfahren vorgestellt, die zur Kohärenzkontrolle erster Ordnung dienen und eine Optimierung der spektralen Eigenschaften ermöglichen. Zu Beginn wird der Ansatz spektral-selektiver Rückkopplung verfolgt. Hier wird die rückseitige Emission der QP-SLD spektral gefiltert und in die SLD zurückgekoppelt, um die spektralen Verstärkungseigenschaften des QP-Gewinnmediums optimal zu nutzen und so eine spektrale Verbreiterung zu erzielen.

Im darauf folgenden Abschnitt wird eine Ausdehnung des Spektralbereichs durch die Kombination zweier unabhängiger SLDs erreicht. Hier soll prinzipiell geklärt werden, ob die kombinierte Emission einen thermischen Rauschcharakter zeigt und inwieweit das RIN durch die inkohärente Kopplung reduziert werden kann.

### 4.1.1. Spektral-selektive Rückkopplung

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, dass das Intensitätsrauschen der QP-SLD invers von der spektralen Breite abhängt und eine spektral-breitbandige Emission somit ein geringes Rauschen zur Folge hat. Die spektralen Eigenschaften der QP-SLD Emission sind dabei von der Verteilung des spektralen Gewinns im QP-Medium vorgegeben. Dieser hängt einerseits vom Pumpstrom (siehe Kapitel 3.1.2), andererseits aber auch von den spektralen Eigenschaften der optischen Übergänge ab. Häufig ist es seitens des Wachstumsprozesses schwierig, die inhomogen verbreiterten optischen Übergänge in ihrer spektralen Breite und Zentralwellenlänge vollständig aufeinander abzustimmen und die einzelnen Spektralbereiche überlappen nur unvollständig. Zwischen den beiden gleich-intensiven GS- und ES-Anteilen bildet sich ein spektrales Loch, das die spektrale Breite reduziert. Auch bei der untersuchten VN1035 zeigt sich solch ein spektrales Loch (siehe S.34, Abb. 19, rechts). Neben der Rauschzunahme durch die Reduktion der spektralen Breite wirkt sich ein spektrales Loch nachteilig auf die Kohärenzfunktion erster Ordnung aus, indem zusätzliche Nebenmaxima erzeugt werden (siehe Abb. 19, links), die in der interferometrischen Anwendung störend sind [121].

Um über die spektralen Eigenschaften die Kohärenzeigenschaften und das Intensitätsrauschen der QP-SLD zu optimieren, wird hier der Ansatz spektral-selektiver Rückkopplung verfolgt. Hierzu wird die rückseitige Emission der QP-SLD spektral angepasst und ein zweites Mal durch den Wellenleiter der SLD geschickt. Das Verfahren ist unabhängig vom Wachstumsprozess und erlaubt somit auch die Optimierung fertig prozessierter Bauteile. Über die Anpassung der frequenzselektiven Komponenten lässt es sich auf beliebige Spektralbereiche erweitern. Zudem nimmt die Effizienz der SLD zu, da zur Optimierung die Rückfacettenemission genutzt wird, die üblicherweise nicht verwendet wird.

SLDs reagieren aufgrund ihres hohen spektralen Gewinns sehr sensitiv auf optische Rückkopplung. Vorderseitige Rückkopplung ist häufig mit Einbußen in der optischen Leistung, aber auch in der spektralen Breite verbunden [136], weshalb die Hersteller von SLDs grundsätzlich zur Verwendung

eines optischen Isolators raten. Rückseitige Rückkopplung hingegen wirkt sich leistungssteigernd aus, da das Gewinnmedium zweifach durchlaufen wird [137]. Ohne eine spektrale Filterung (engl.: spectral shaping) [138,139] der Rückkopplung wird jedoch die Ausprägung des spektralen Lochs zwischen GS- und ES-Anteilen in QP-SLDs zusätzlich vergrößert. Im Folgenden wird daher die Emission der Rückfacette über frequenzselektive optische Komponenten im Rückkopplungszweig des experimentellen Aufbaus (Abb. 43) angepasst.

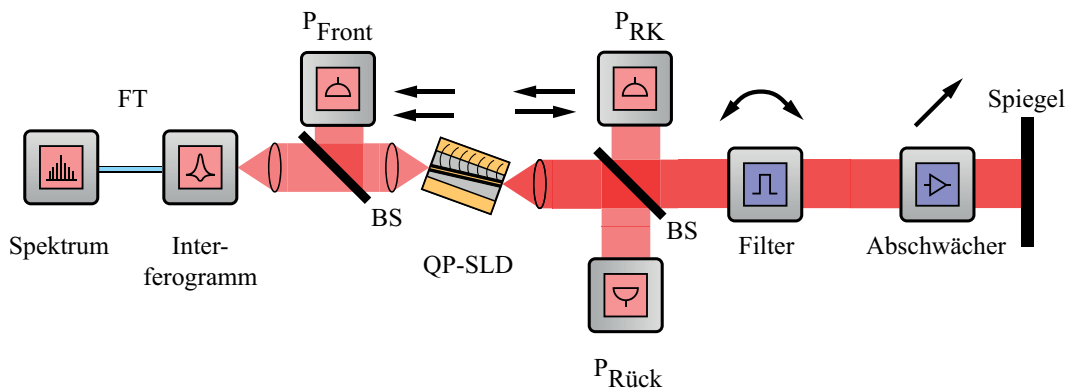


Abb. 43: Experimenteller Aufbau zur Optimierung der spektralen Eigenschaften mittels spektral-selektiver Rückkopplung.

Im Zentrum des Aufbaus befindet sich die QP-SLD, die mit der Batteriestromquelle (ILX 3620) betrieben wird. Die Rückfacette emittiert nach rechts, die Frontfacette nach links. Die Emission der Rückfacette wird mit einer asphärischen Linse (Thorlabs C390TME-C) kollimiert, passiert einen 10:90 Strahlteiler (BS), einen optischen Interferenzfilter und einen variablen optischen Abschwächer bevor sie an einem Goldspiegel reflektiert wird, die optischen Komponenten erneut durchläuft und schließlich auf die Rückfacette fokussiert wird. Der Strahlteiler ermöglicht die simultane Detektion der emittierten ( $P_{\text{Rück}}$ ) und zurückreflektierten ( $P_{\text{RK}}$ ) optischen Leistung. Der Interferenzfilter (Dr. Hugo Anders) ist mit einer Zentralwellenlänge von 1259nm und einer Halbwertsbreite (FWHM) von 39nm passend gewählt, um das spektrale Loch zwischen der GS-Emission bei 1296nm und der ES-Emission bei 1220nm zu füllen. Der transmittierte Spektralbereich lässt sich durch Verkippen des Filters zu kürzeren Wellenlängen verschieben. Zur Ausrichtung des Filters wird statt dem Leistungsmesser ein OSA am Rückkopplungsausgang des Strahlteilers verwendet. Die Rückkopplungsstärke lässt sich mit einem variablen Abschwächer stufenlos reduzieren. Der Goldspiegel lässt sich in zwei Achsen hochpräzise verkippen, um die Emission optimal in die SLD zurück zu fokussieren. Die spektralgefilterte Emission durchläuft dann den Wellenleiter der SLD erneut, wird dabei verstärkt und überlagert sich mit der ursprünglichen Emission der Frontfacette. Die kombinierte Emission der Frontfacette wird kollimiert, durchläuft einen optischen Isolator, einen Strahlteiler zwecks Leistungsdetektion ( $P_{\text{Front}}$ ) und wird schließlich in das Fourier-Transform Interferometer Vertex V80 eingekoppelt, welches neben dem Interferogramm erster Ordnung auch das rekonstruierte optische Spektrum ausgibt. Für die Messung des Intensitätsrauschens wird die Emission der Frontfacette auf einen Rauschdetektor umgelenkt.

Zur Optimierung der optischen Eigenschaften wurde die Zentralwellenlänge des Interferenzfilters zwischen 1249 und 1259nm variiert. Die Rückkopplungsstärke betrug zwischen 0 und 2% der ursprünglichen optischen Leistung der Rückfacettenemission. Zunächst wird der Einfluss der spektral-selektiven Rückkopplung auf die optische Ausgangsleistung der Frontfacette untersucht. Es folgen die Ergebnisse zur Entwicklung der spektralen Breite und des Intensitätsrauschens. Die optische Leistung der Frontfacettenemission ist, in Abhängigkeit der Rückkopplungsparameter, in Abb. 44 dargestellt.



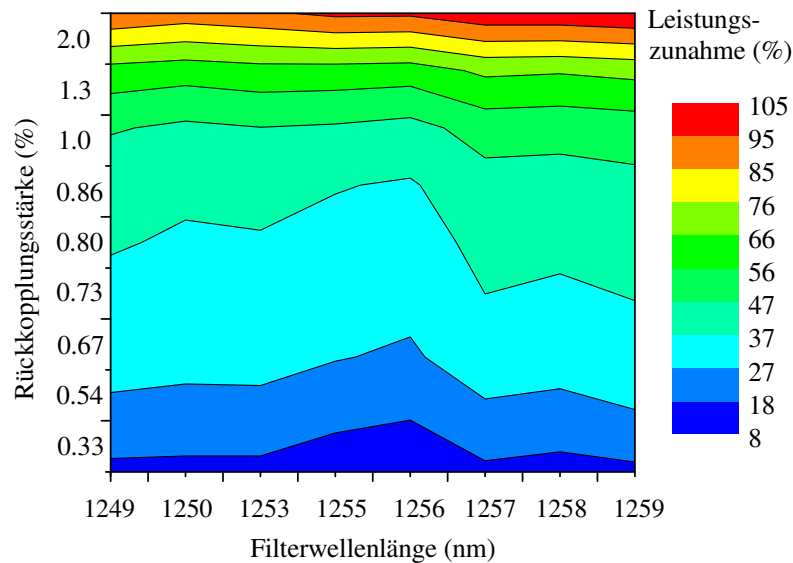


Abb. 44: Optische Ausgangsleistung der QP-SLD bei verschiedenen Rückkopplungsparametern.

Die frontseitige Ausgangsleistung der QP-SLD beträgt ohne Rückkopplung 1,5mW. Grundsätzlich nimmt die Leistung mit zunehmender Rückkopplungsstärke zu. Für eine Rückkopplungsstärke von 0,5% beträgt die Zunahme knapp 20%, für 1% werden bereits über 50% erreicht, und bei einer Rückkopplungsstärke von 2% verdoppelt sich die Leistung sogar. Dabei ist die Zunahme in der Leistung nahezu unabhängig von der Zentralwellenlänge des Filters. Der zusätzliche Durchlauf der Rückfacettenemission durch das aktive Material der QP-SLD führt somit zu einer deutlichen Zunahme in der Ausgangsleistung bei hohen Rückkopplungsstärken.

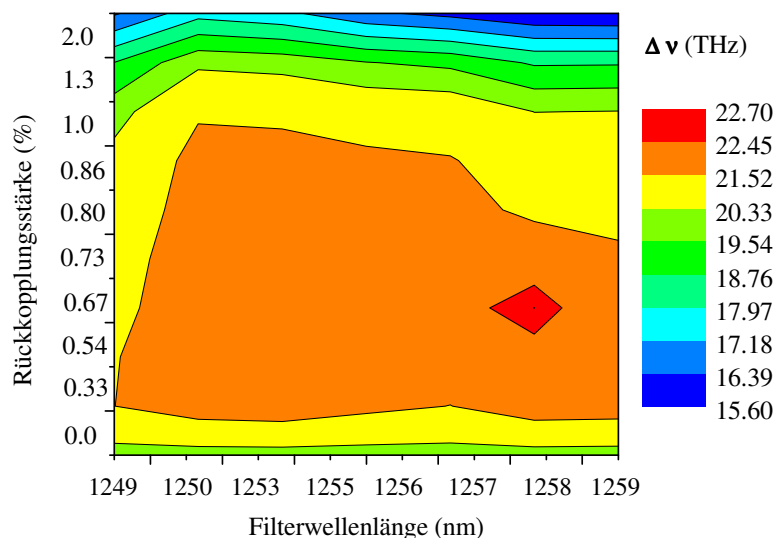


Abb. 45: Spektrale Breite der QP-SLD bei verschiedenen Rückkopplungsparametern.

Für die Optimierung der spektralen Breite hingegen sind hohe Rückkopplungsstärken eher ungeeignet (siehe Abb. 45). Die spektrale Breite der rückkopplungsoptimierten QP-SLD ist im Bereich moderater Rückkopplungsstärken maximal. Ausgehend vom Referenzwert von 19,3THz ohne Rückkopplung nimmt  $\Delta\nu$  für Rückkopplungsstärken zwischen 0,33 und 0,86% um circa 15% zu. Die größte Zunahme von 17% auf den Maximalwert von 22,5THz wird bei einer Rückkopplungsstärke von 0,67% und einer Filterwellenlänge von 1258nm erreicht. Für Rückkopplungenstärken oberhalb von 1% nimmt die spektrale Breite auf bis zu 15,6THz ab und liegt damit sogar noch unter dem Referenzwert.



Für optimale Rückkopplungsparameter (0,67%, 1258nm) ist eine Zunahme in der spektralen Breite von 17% möglich, dabei liegt die Zentralwellenlänge des Interferenzfilters exakt im spektralen Loch zwischen den GS- und ES-Anteilen. Das optische Spektrum bei optimaler Rückkopplung ist im linken Teil von Abb. 46 dargestellt. Die Ausgangsleistung vergrößert sich bei optimaler Rückkopplung um 35% auf knapp 2mW.

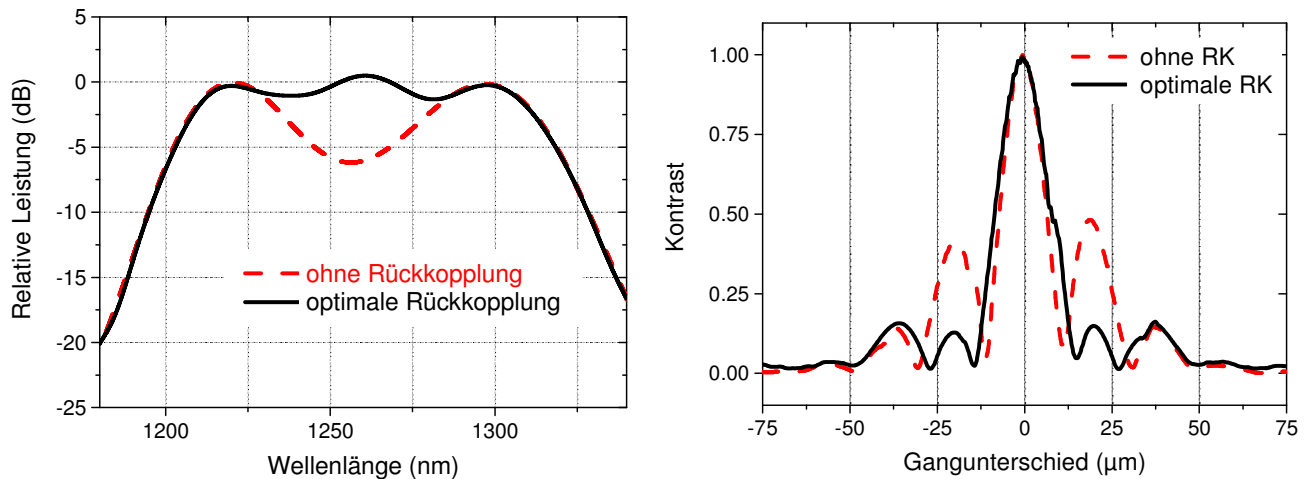


Abb. 46: Links: Vergleich der optischen Spektren mit optimaler und ohne Rückkopplung. Rechts: Dazugehörige Kohärenzfunktionen erster Ordnung.

Das spektrale Loch zwischen GS- und ES-Anteilen wird bei optimaler Rückkopplung von 6dB auf unter 1,8dB reduziert. Diese Reduktion steigert die spektrale Breite und wirkt sich positiv auf die Kohärenzfunktion erster Ordnung aus. Der Kontrast mit optimaler und ohne Rückkopplung ist im rechten Teil der Abbildung gezeigt.

Ohne Rückkopplung bestimmt sich die Kohärenzlänge aus den interferometrischen Messwerten zu  $14,2\mu\text{m}$  (siehe auch Kapitel 3.1.1). Im Kohärenzgrad treten deutliche Nebenmaxima auf, die auf die Schwebung spektraler GS- und ES-Anteile zurückzuführen sind. Der Kontrast des ersten Seitenmaxima beträgt nahezu 0,5 und kann in der Anwendung die Auflösung des Messsystems reduzieren. Im Fall optimaler Rückkopplung verkürzt sich die Kohärenzlänge um 15% auf  $12,4\mu\text{m}$ . Zusätzlich werden die ersten Nebenmaxima um einen Faktor von 3,5 stark unterdrückt. Die zweiten Nebenmaxima bleiben im Kontrast, trotz Rückkopplung, nahezu unverändert bei 0,14. Sie resultieren aus den spektralen Löchern bei  $\frac{1}{4}$  und  $\frac{3}{4}$  des spektralen Abstands zwischen den GS- und ES-Anteilen, liegen also bei 1233 und 1282nm und werden aufgrund der Transmissionscharakteristik des verwendeten Interferenzfilters nur unwesentlich beeinflusst. Bei Verwendung eines speziell optimierten Interferenzfilters ist prinzipiell jedoch auch deren Eliminierung möglich.

Die Zunahme in der spektralen Breite sollte aufgrund des thermischen Emissionscharakters eine Reduktion im Intensitätsrauschen der QP-SLD bewirken. Das Intensitätsrauschen bei optischer Rückkopplung ist im linken Teil von Abb. 47 dargestellt. Im RIN zeigt sich eine Reduktion des Rauschniveaus bei moderaten Rückkopplungsstärken zwischen 0,33% und 1% und Filterwellenlängen von 1253 bis 1259nm. Das Minimum im RIN von -130,5dB/Hz wird bei einer Rückkopplungsstärke von 0,67% und einer Filterwellenlänge von 1258nm angenommen. Verglichen mit dem Referenzwert ohne Rückkopplung von -129,8dB/Hz, entspricht dies einer Reduktion von 17,4%. Für Rückkopplungsstärken oberhalb von 1% nimmt das Intensitätsrauschen wieder zu. Ebenso wird für Wellenlängen unterhalb von 1252nm eine Zunahme im Rauschen beobachtet.

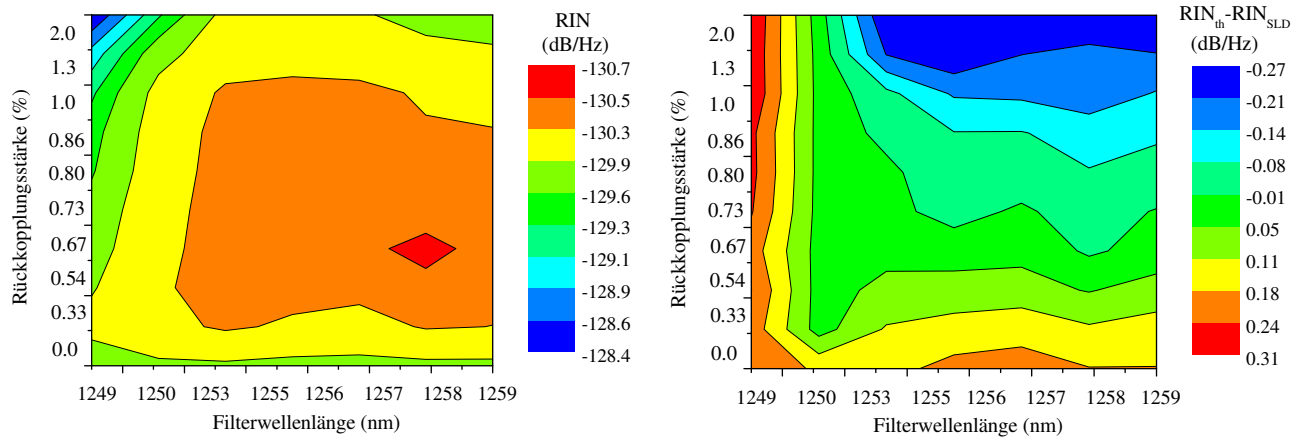


Abb. 47: Links: Intensitätsrauschen der QP-SLD bei verschiedenen Rückkopplungsparametern. Rechts: Vergleich der theoretischen und experimentellen RIN-Werte.

Für sämtliche Rückkopplungseinstellungen wurden die experimentellen RIN-Werte mit den Theoriewerten einer thermischen Quelle unter Verwendung der gemessenen spektralen Breite der QP-SLD verglichen (siehe Abb. 47: Rechts). Es zeigt sich eine durchweg gute Übereinstimmung die, mit Abweichungen von unter  $\pm 0,3\text{dB/Hz}$ , stets innerhalb des Toleranzbereichs liegt. Die größten Abweichungen treten dabei in den Bereichen starker Rückkopplung und kurzer Wellenlängen auf. Die Reduktion in den experimentellen RIN-Werten durch die Zunahme in der spektralen Bandbreite wird von den Theoriewerten zuverlässig reproduziert. Bei optimalen Rückkopplungsparametern (0,67%, 1258nm) nimmt die spektrale Breite um 17% zu, dementsprechend reduziert sich das RIN um 17,4%.

Die Emission der QP-SLD behält somit auch unter frequenzselektiver Rückkopplung ihren thermischen Charakter bei. Dies zeigt, dass die einzelnen Spektralbereiche unabhängig voneinander modifizierbar sind. Weiter lässt sich aus den gewonnen Erkenntnissen über den Zusammenhang zwischen Kohärenz- und Rauscheigenschaften des vorigen Kapitels folgern, dass der Einfluss der stimulierten Emission, die die zurückgekoppelten Photonen erfahren, auf den Kohärenzgrad in zweiter Ordnung gering ist und für die rückkopplungsoptimierte Emission der QP-SLD ein erhöhter zentraler Kohärenzgrad von  $g^{(2)}(0)=2$  erwartet wird. Dies muss im Rahmen zukünftiger Untersuchungen gezeigt werden.

Durch maßgeschneiderte, spektral-selektive Rückkopplung wurden die optischen Eigenschaften der QP-SLD erfolgreich optimiert [140]. Die Ausgangsleistung nahm um 35% zu, die spektrale Breite erhöhte sich um 17% und neben einer Reduktion der Kohärenzlänge erster Ordnung um 15% konnte der Kontrast parasitärer Nebenmaxima um den Faktor 3,5 reduziert werden. Entsprechend dem thermischen Emissionscharakter der QP-SLD wurde das Intensitätsrauschen, gemäß der Entwicklung in der spektralen Breite, um 17,4% reduziert. Frequenzselektive Rückkopplung stellt somit eine vielseitige Optimierungsmethode für bereits prozessierte Bauteile dar, die es ermöglicht das spektrale Gewinnpotenzial des Verstärkungsmaterials vollständig umzusetzen. Hier offenbart sich allerdings auch eine zentrale Limitierung der Methode. So kann spektral-selektive Rückkopplung grundsätzlich nur in Spektralbereichen generiert und verstärkt werden, in denen das aktive Material auch spektralen Gewinn zur Verfügung stellt. Die maximal erreichbare spektrale Breite ist also durch das Verstärkungsprofil des aktiven Materials vorgegeben. Eine Möglichkeit diese spektrale Limitierung zu umgehen, stellt die inkohärente Kopplung mehrerer, spektral benachbarter, SLDs dar, die im folgenden Unterkapitel untersucht wird.

#### 4.1.2. Inkohärente Kopplung zweier SLDs

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, dass sich eine Reduktion im Intensitätsrauschen der QP-SLD über die Optimierung der Kohärenzeigenschaften in erster Ordnung erzielen lässt. Dabei wurde die Methode der frequenzselektiven Rückkopplung verwendet, deren maximal erzielbare spektrale Breite durch die Gewinnkurve des aktiven Materials limitiert ist. Eine zusätzliche Erweiterung des spektralen Emissionsbereichs lässt sich über die inkohärente Kopplung (engl.: multiplexing) mehrerer SLDs mit angrenzenden optischen Ausgangsspektren realisieren. Tatsächlich existieren bereits kommerzielle Produkte (Exalos AG, Superlum, Thorlabs), die auf der Kombination von bis zu 8 unabhängigen Emitttern basieren und spektrale Bandbreiten von über 300nm bei  $1,45\mu\text{m}$  ermöglichen [141]. In der interferometrischen Anwendung garantiert die Vergrößerung der spektralen Bandbreite eine hohe axiale Auflösung, die quantenoptischen Auswirkungen der inkohärenten Kopplung auf das Intensitätsrauschen wurden jedoch bisher nur ansatzweise untersucht [142]. Hier soll nun die fundamentale Frage geklärt werden, ob der thermische Rauschcharakter der Emission durch die inkohärente Kopplung beeinflusst wird und inwieweit sich auch das Intensitätsrauschen durch Multiplexing optimieren lässt. Dazu wird das Rauschverhalten der kombinierten Emission einer QP-SLD und einer Quantenfilm-SLD (QW-SLD) analysiert.

Ausgangsbasis der inkohärenten Kopplung stellt die bereits bekannte QP-SLD VN1035 dar. Sie wird bei der maximalen spektralen Breite von 19,3THz, erreicht durch gleich-intensive GS- und ES-Emission, bei einem Pumpstrom von 340mA betrieben (siehe Abb. 21 auf S.30). Als zweite Lichtquelle wird eine kommerzielle, fasergekoppelte QW-SLD (Exalos EXS13G1) verwendet, die durch eine einfache Handhabung überzeugt und hinsichtlich der optischen Eigenschaften, wie Zentralwellenlänge, spektrale Breite und Ausgangsleistung, optimal auf die Emission der QP-SLD abgestimmt ist. Es folgt zunächst eine kurze Charakterisierung der Emission der QW-SLD.

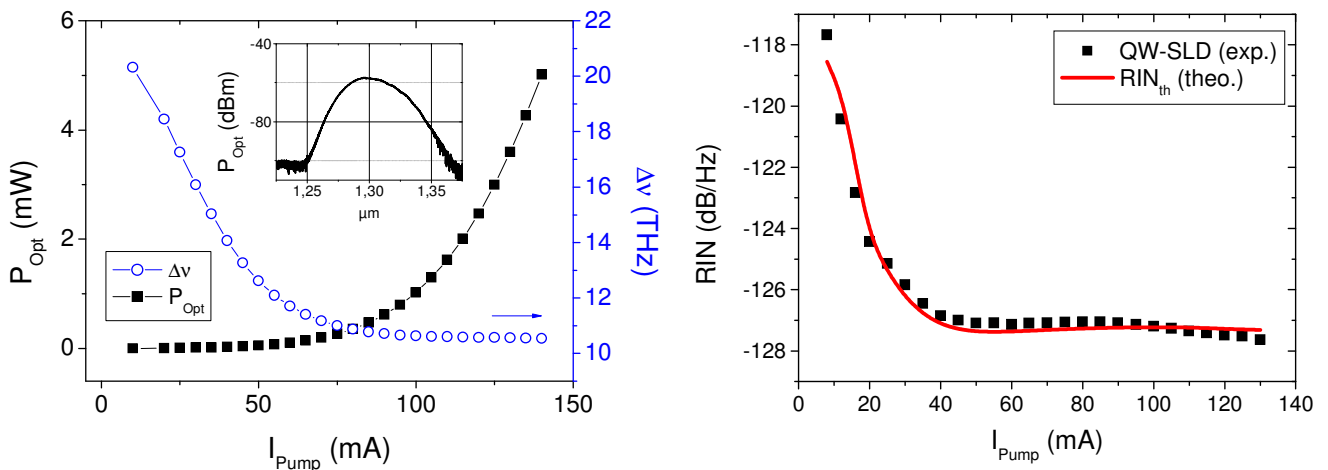


Abb. 48: Charakterisierung der QW-SLD. Links: Optische Leistung (linke Achse) und spektrale Breite (rechte Achse) als Funktion des Pumpstroms. Das Inset zeigt exemplarisch das optische Spektrum bei 100mA Pumpstrom. Rechts: Experimentelle RIN-Werte zusammen mit den Theoriewerten für eine ideale thermische Quelle.

Die QW-SLD wurde mit exakt den gleichen Aufbauten und Verfahren wie zuvor die QP-SLD untersucht. Im linken Teil von Abb. 48 ist die Leistungs-Pumpstromkennlinie zusammen mit der Entwicklung der spektralen Breite und einem optischen Spektrum bei 100mA dargestellt. Die Ausgangsleistung der QW-SLD hängt für Pumpströme unterhalb von 50mA linear vom Pumpstrom ab und liegt im zweistelligen  $\mu\text{W}$ -Bereich. Im Übergangsbereich zwischen 50 und 100mA nimmt die

---

Leistung bis auf 1mW zu. Oberhalb von 100mA wird die Zunahme in der optischen Leistung wieder linear. Bei 140mA werden schließlich 5mW erreicht. Aus dem Verlauf der Kennlinie lassen sich auch für die QW-SLD Rückschlüsse auf die Emissionsdynamik ziehen. So markiert der gekrümmte Bereich in der Leistungs-Pumpstromkennlinie bei 100mA den Übergang von spontaner zu verstärkt-spontaner Emission.

Zur Ermittlung der spektralen Breite wurden optischen Spektren bei verschiedenen Pumpströmen aufgenommen. Das Inset der Abbildung zeigt exemplarisch das optische Spektrum bei 100mA mit einer Zentralwellenlänge bei  $1,3\mu\text{m}$  und einer Halbwertsbreite von circa 40nm. Die spektrale Breite der QW-SLD nimmt mit steigendem Pumpstrom ab. Werden bei 10mA noch 20,5THz erreicht, so reduziert sich die spektrale Breite bei 50mA auf 12THz und nimmt im weiteren Verlauf noch bis auf 10,5THz bei 140mA Pumpstrom ab.

Die Entwicklung der spektralen Breite ist von der Art des Emissionsprozesses geprägt. Im Bereich der spontanen Emission ist sie mit über 20THz maximal. Die optische Ausgangleistung in diesem Pumpstrombereich ist jedoch sehr gering. Mit dem Einsatz der verstärkt-spontanen Emission schnürt die spektrale Breite rasch ein und bleibt oberhalb von 75mA relativ konstant bei 10,5THz.

Zusätzlich wurde das Rauschverhalten der QW-SLD untersucht. Im rechten Teil der Abbildung sind die experimentellen RIN-Werte gemeinsam mit den theoretischen Werten für eine thermische Quelle unter Berücksichtigung der experimentell bestimmten spektralen Breite aus dem linken Teil von Abb. 48 dargestellt. Einem anfänglich starken Abfall der experimentellen RIN-Werte folgt ein flacher Verlauf mit Werten um -127dB/Hz. Die Theoriewerte für eine thermische Quelle mit den optischen Eigenschaften der QW-SLD zeigen ein ähnliches Verhalten und liegen anfangs leicht unter, bei höheren Pumpströmen leicht über den experimentellen Werten.

Die gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment in den RIN-Werten offenbart den ebenfalls thermischen Emissionscharakter der QW-SLD. Die Kohärenzeigenschaften in zweiter Ordnung sind hochgradig inkohärent und das Rauschverhalten der QW-SLD lässt sich sehr gut durch eine linear polarisierte, thermische Quelle beschreiben. Im Bereich kleiner optischer Leistungen dominiert das Schrotrauschen, im Bereich mittlerer und hoher Leistungen hingegen das Überschussrauschen. Das Überschussrauschen zeigt die bereits bekannten Abhängigkeiten vom Photostrom und den Kohärenzeigenschaften erster Ordnung, repräsentiert durch die spektrale Breite (siehe S. 58, Gleichung (3.11)). Im Gegensatz zur QP-SLD wird in der spektralen Breite der QW-SLD keine spektrale Emissionshierarchie beobachtet, da nahezu sämtliche Emission aus dem Grundzustand [143] herrührt. Somit ist bei der QW-SLD die Entwicklung der spektralen Breite lediglich durch den Übergang von spontaner zu verstärkt-spontaner Emission geprägt. Oberhalb von 100mA Pumpstrom bleibt die spektrale Breite nahezu unverändert, trotzdem kommt es zu einer Reduktion im Intensitätsrauschen der QW-SLD letztlich sogar mit einer Unterschreitung der thermischen Theoriewerte. Der Abfall im experimentellen RIN bei hohen Pumpströmen deutet, wie auch bei der QP-SLD, auf eine Zunahme stimulierter Emissionsprozesse hin, die den Kohärenzgrad in zweiter Ordnung erhöhen und so eine leichte Verschiebung der Photonenstatistik, von der Bose-Einstein- hin zur Poisson-Statistik, bewirken.

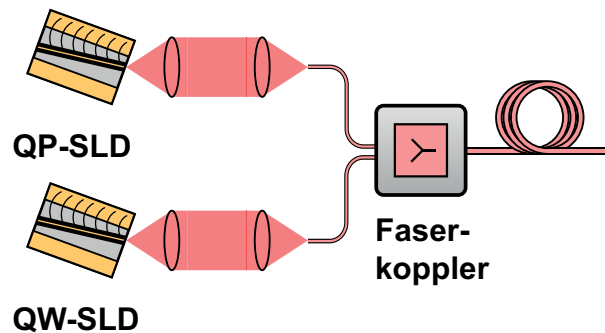


Abb. 49: Schema des experimentellen Aufbaus zur inkohärenten Kopplung zweier SLDs.

Der experimentelle Aufbau zur Kopplung der beiden SLDs ist in Abb. 49 schematisch dargestellt. Die QP-SLD wird bei maximaler spektraler Breite von der rauscharmen Batteriestromquelle ILX3620 bei 340mA betrieben. Die Emission der QP-SLD wird kollimiert, optisch isoliert, in eine Monomodenfaser eingekoppelt und in einen Eingang eines 50:50 Faserkopplers (Thorlabs 10202A-50-APC) eingestrahlt. Den zweiten Eingang des Faserkopplers belegt die Emission der QW-SLD. Sie wird mit einer zweiten ILX3620 betrieben. Der Pumpstrom der QW-SLD wird variiert, um die optische Leistung von QW- und QP-SLD anzupassen. Darüber hinaus wurde die Temperatur der Wärmesenke der QW-SLD auf 35°C erhöht, um die zentrale Emissionswellenlänge von 1300nm auf 1310nm zu verschieben und damit optimal auf das Spektrum der QP-SLD abzustimmen<sup>11</sup>. Der lineare Polarisationszustand der QW-SLD Emission wurde mittels eines Faserpolarisators exakt auf den linearen Polarisationszustand der QP-SLD ausgerichtet. Im Faserkoppler wurde die Emission beider SLDs überlagert. Die kombinierte, linear polarisierte Emission wurde dann auf ihre spektralen und Rauscheigenschaften hin untersucht.

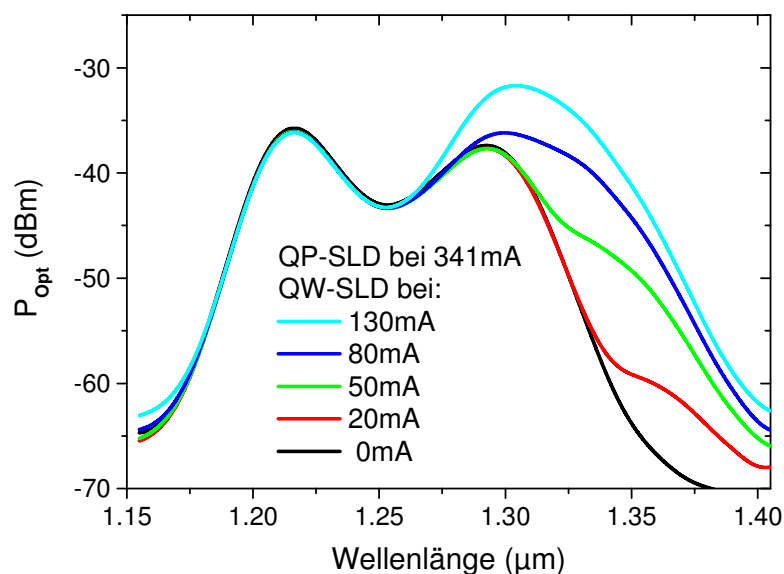


Abb. 50: Optische Spektren der kombinierten Emission der QP-SLD bei einem Pumpstrom von 340mA und der QW-SLD bei verschiedenen Pumpströmen.

Die Entwicklung der kombinierten optischen Spektren als Funktion des Pumpstroms der QW-SLD sind in Abb. 50 dargestellt. Bei 0mA QW-SLD Pumpstrom ist das optische Spektrum allein von der QP-SLD vorgegeben. Es zeigt sich die bereits bekannte gleich intensive GS- und ES-Emission mit einer spektralen Breite von 19,3THz. Bei 20mA Pumpstrom zeigen sich bereits erste zusätzliche

<sup>11</sup> Die temperaturinduzierte Verschiebung der Wellenlänge der QW-SLD in den Bereich des spektralen Lochs zwischen GS- und ES-Emission bei 1258nm wurde ebenfalls vorgenommen, resultierte aber in einer geringeren spektralen Gesamtbreite und wurde daher nicht weiterverfolgt.

Emissionsbeiträge auf der längerwelligen Seite des QP-SLD Spektrums. Mit zunehmendem QW-SLD Pumpstrom werden diese Beiträge stärker und ergänzen die GS-Anteile bei 80mA optimal. Oberhalb von 80mA beginnt die QW-SLD Emission das Gesamtspektrum zu dominieren

Aus den kombinierten optischen Spektren wurde die spektrale Breite der Gesamtemission als Funktion des QW-SLD Pumpstroms ermittelt (siehe Abb. 51, rechte Achse). Bis 30mA ist  $\Delta\nu$  konstant bei 19,3THz. Oberhalb von 30mA nimmt  $\Delta\nu$  zu, bis sich bei 80mA das Maximum von 24,8THz ausbildet. In der Folge reduziert sich die spektrale Breite bis auf 13THz bei 130mA Pumpstrom.

Die Auswertung der optischen Spektren demonstriert das Optimierungspotenzial der inkohärenten Kopplung hinsichtlich der zeitlichen Kohärenzeigenschaften erster Ordnung. Verglichen mit der alleinigen Emission der QP-SLD vergrößert sich die spektrale Breite bei perfekt abgestimmter QP-QW-Emission um 28,5% auf 24,8THz. Zusätzlich nimmt durch den Beitrag der QW-SLD die optische Leistung der kombinierten Emission um 33% von 1,5mW bei 0mA Pumpstrom auf 2mW bei 80mA Pumpstrom zu.

Als nächstes werden die Rauscheigenschaften der kombinierten Emission untersucht. Sie sind gemeinsam mit den theoretischen Werten für eine thermische Quelle mit den entsprechenden, experimentell bestimmten Werten für  $\Delta\nu$  in Abb. 51 (linke Achse) dargestellt. Die QP-SLD wird weiterhin mit 340mA betrieben, der Pumpstrom der QW-SLD wird zwischen 0 und 140mA variiert.

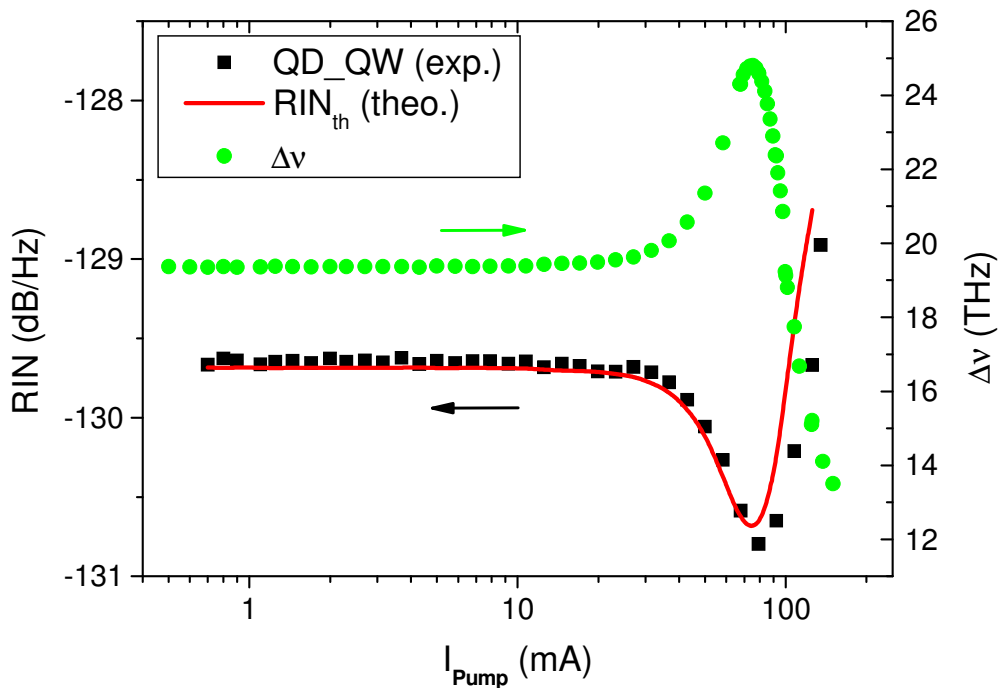


Abb. 51: Linke Achse: RIN der kombinierten Emission und Theoriewerte einer thermische Quelle bei 340mA QP-SLD Pumpstrom als Funktion des QW-SLD Pumpstroms. Rechte Achse: Spektrale Breite der kombinierten Emission.

Das RIN der kombinierten Emission ist zunächst konstant. Bis 10mA QW-SLD Pumpstrom liegt das Rauschen bei -129,7dB/Hz. Dann beginnt ein flacher Abfall, der ab 35mA deutlich steiler wird und schließlich zu einem Minimum im Rauschen von -130,75dB/Hz bei 80mA Pumpstrom führt. Gegenüber den Anfangswerten entspricht dies einer Rauschreduktion von rund 26%. Für höhere Pumpströme nehmen die RIN-Werte rasch zu, übersteigen bei 125mA Pumpstrom sogar den Eingangswert und liegen bei 135mA schließlich bei -128,9dB/Hz.



---

Die experimentellen Werte zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die Theoriewerte. Anfangs ist das theoretische RIN-Niveau konstant und liegt leicht unter den experimentellen Werten. Bei 20mA nehmen die Theoriewerte bis zum Minimum von -130,65dB/Hz bei 75mA Pumpstrom ab. Oberhalb von 75mA nehmen die RIN-Werte für die thermische Quelle wieder zu. Bei 130mA werden schließlich 128,7dB/Hz angenommen.

Die gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment bestätigt den weiterhin thermischen Charakter der kombinierten Emission. Die inkohärente Kopplung der beiden SLDs lässt somit den thermischen Grundcharakter der Emission unverändert und das RIN zeigt, die für die spontane Emission typische, inverse Abhängigkeit von der spektralen Breite. Das Rauschen der kombinierten Emission lässt sich grob in drei Bereiche einteilen. Anfangs ist das RIN von der alleinigen Emission der QP-SLD vorgegeben. Ab 30mA trägt die Emission der QW-SLD zur spektralen Breite der Gesamtemission bei und führt im Maximum bei 80mA zu einer Rauschreduktion in der Größenordnung von 1dB/Hz oder 26%. Oberhalb von 80mA dominiert die QW-SLD zunehmend die Gesamtemission, schnürt die spektrale Breite ein, und führt so zu einer Zunahme im Intensitätsrauschen. Die hier beobachtete Abnahme im Intensitätsrauschen steht im Widerspruch zu den Messergebnissen in Referenz [142]. Dort blieb das Rauschniveau zweier ASE-Quellen auch bei Multiplexing konstant. Eine mögliche Erklärung hierfür könnte sein, dass entweder die spektralen Eigenschaften und/oder der Polarisationsgrad der Einzelemitter nicht ausreichend aufeinander abgestimmt wurden.

Die hier erhaltenen Messergebnisse hingegen zeigen, dass sich das Intensitätsrauschen von SLDs mittels Multiplexing reduzieren lässt. Der thermische Rauschcharakter der QP-SLD ist somit sehr robust gegenüber der Modifikation der Kohärenzeigenschaften in erster Ordnung. Dies ermöglicht eine Rauschreduktion durch die Optimierung der Einzelemitter, aber auch über die inkohärente Kopplung unabhängiger Bauteile. So lässt sich durch die geeignete Kombination multipler Emitter das Intensitätsrauschen, um 3dB/Hz oder mehr reduzieren. Wie die starke Pumpstromabhängigkeit der kombinierten spektralen Breite in Abb. 51 allerdings demonstriert, erfordert die Kombination mehrerer SLDs eine individuelle Anpassung der einzelnen optischen Spektren über Pumpstrom- und Temperaturvariation. Für jede SLD ist so neben einem thermoelektrischen Kühler auch eine eigene Stromversorgung nötig, was den Aufbau der kombinierten Lichtquelle aufwändig und kostspielig macht.

Im folgenden Kapitel soll daher ein alternativer Optimierungsansatz für die QP-SLD gewählt werden. Statt wie bisher die spektrale Breite der Emission durch verschiedene Mechanismen zu erhöhen, soll nun der fundamentale Emissionscharakter der SLD modifiziert werden. Das Ziel ist die Erzeugung einer gleichzeitig spektral-breitbandigen und rauscharmen Emission die hochgradig inkohärent in erster und laserartig kohärent in zweiter Ordnung ist. Die Realisierung dieses hybrid-kohärenten Zustands dient einerseits der anwendungs-motivierten Reduktion des Intensitätsrauschens, stellt andererseits aber, aus der Perspektive der Quantenoptik, einen neuen, faszinierenden Lichtzustand dar. Das Potenzial von Quantenpunkt-Gewinnmedien zur Realisierung hybrid-kohärenten Lichts wird im nächsten Kapitel beim Betrieb der QP-SLD bei tiefen Temperaturen untersucht.



---

## 5. Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts in QP-SLDs bei tiefen Temperaturen

---

Im vorigen Kapitel wurde das Intensitätsrauschen über die zeitlichen Kohärenzeigenschaften erster Ordnung optimiert. Hier ließen sich mit spektral-selektiver Rückkopplung und Multiplexing über die Zunahme in der spektralen Breite Rauschreduktionen von bis zu 30% realisieren. Die spektrale Breite lässt sich jedoch nicht unbegrenzt erweitern, und so ist das Optimierungspotenzial in erster Ordnung limitiert. Die Realisierung noch geringerer RIN-Werte erfordert eine grundlegende Änderung im Emissionsverhalten der QP-SLD. In diesem Kapitel soll daher der fundamentale Rauschcharakter der QP-SLD über die Modifikation der Kohärenzeigenschaften in zweiter Ordnung optimiert werden.

Durch eine Zunahme im Anteil stimulierter Emissionsprozesse soll der Kohärenzgrad in zweiter Ordnung so erhöht werden, dass in der Photonenstatistik ein Übergang von der Bose-Einstein-, zur Poisson-Statistik stattfindet. Dabei ist die Beibehaltung des zeitlich inkohärenten Charakters in erster Ordnung von oberster Priorität. Der angestrebte Lichtzustand vereint somit die spektral-breitbandige Emission einer thermischen Quelle mit der rauscharmen Intensität einer kohärenten Quelle. Dieses neuartige, hybrid-kohärente Licht stellt sowohl seitens der Wissenschaft, wie auch seitens der Anwendung eine interessante Erweiterung im Bereich der klassischen Lichtzustände dar.

Um den Anteil der stimulierten Emissionsprozesse zu erhöhen, bietet sich zunächst die Erhöhung des spektralen Gewinns über den Pumpstrom an (siehe Abb. 29 auf S.45). Im Fall der QP-SLD ist der maximale Pumpstrom jedoch auf 1Ampere limitiert, da die thermische Belastung für das Bauteil sonst zu groß wird. Im Kohärenzgrad zweiter Ordnung zeigen sich bei 1A Pumpstrom zwar bereits erste Anzeichen für eine Rauschreduktion, deren Ausprägung war jedoch so gering, dass ein zusätzlicher Optimierungsmechanismus zur Erhöhung des spektralen Gewinns nötig ist. Hier wird nun das einzigartige Temperaturverhalten niedrigdimensionaler Ladungsträgersysteme genutzt, um die thermischen Verlusten zu reduzieren und den Prozess der Lichterzeugung in der SLD effizienter zu machen [144].

Um die Temperatur über einen weiten Bereich zu variieren, wird die QP-SLD auf einen Kupferblock montiert, der in einem evakuierbaren Glaskryostaten gehalten wird. Das Evakuieren verhindert dabei Kondensationseffekte am Bauteil beim Abkühlen. Zur Kühlung wird der Kryostat mit flüssigem Stickstoff befüllt. Die Temperatur konnte somit über einen Bereich von 85 bis 295K variiert werden, wobei auf eine aktive Regelung verzichtet wurde. Sämtliche Messungen bei Zwischentemperaturen erfolgen also während der Aufwärmphase, die sich je nach Temperatur und Pumpstrom unterschiedlich schnell vollzieht. Bei einem Pumpstrom von 1A, der für die folgenden Untersuchungen von zentraler Bedeutung ist, beträgt die Aufwärmrate bei einer Temperatur von 85K knapp 4K/Min, bei 150K noch 3K/Min. Um die Mittelung in der Temperatur möglichst gering zu halten, wurde auf eine kurze Dauer der Einzelmessungen geachtet.

Die folgenden Messgrößen werden nun temperaturabhängig analysiert:

- Die optische Leistung mit einem Leistungsmesser
- Die optischen Spektren und die spektrale Breite mit einem OSA
- Die Kohärenzeigenschaften erster und zweiter Ordnung, mit dem FT-IR Spektrometer und dem TPA-Interferometer
- Das Intensitätsrauschen mit dem direkten Detektionssystem

Hierzu wird die Emission der QP-SLD mit einer langbrennweitigen Linse ( $f=15\text{mm}$ , Thorlabs LA1540-C) durch ein Glasfenster aus dem Kryostaten heraus kollimiert. Aufgrund des hohen Abstands zwischen SLD und Linse wird nur ein geringer Raumwinkel der gesamten SLD-Emission detektiert. Das Verhältnis von detektierter zu emittierter optischer Leistung lag im Bereich von 5%. Diese geringe Koppeffizienz stellt jedoch keine Einschränkung für die Messung des Intensitätsrauschens dar, da die Intensitätsfluktuationen der QP-SLD räumlich unkorreliert sind [134]. Das Intensitätsrauschen der zentralen Emissionsanteile ist somit repräsentativ für das Rauschverhalten der Gesamtemission.

## 5.1. Optische Ausgangsleistung

Zunächst wird die Temperaturabhängigkeit der optischen Gesamtleistung im Temperaturbereich zwischen 85 und 295K untersucht. Hierzu wurde der Pumpstrom der QP-SLD von der PRO800 Stromquelle zwischen 10 und 1000mA variiert. Die optische Leistung der QP-SLD ist im linken Teil von Abb. 52 gezeigt. Die Abszisse (X-Achse) ist dabei logarithmisch eingeteilt, die Höhe der Ausgangsleistung ist farbkodiert, niedrige Leistungen sind in blau, hohe in rot dargestellt.

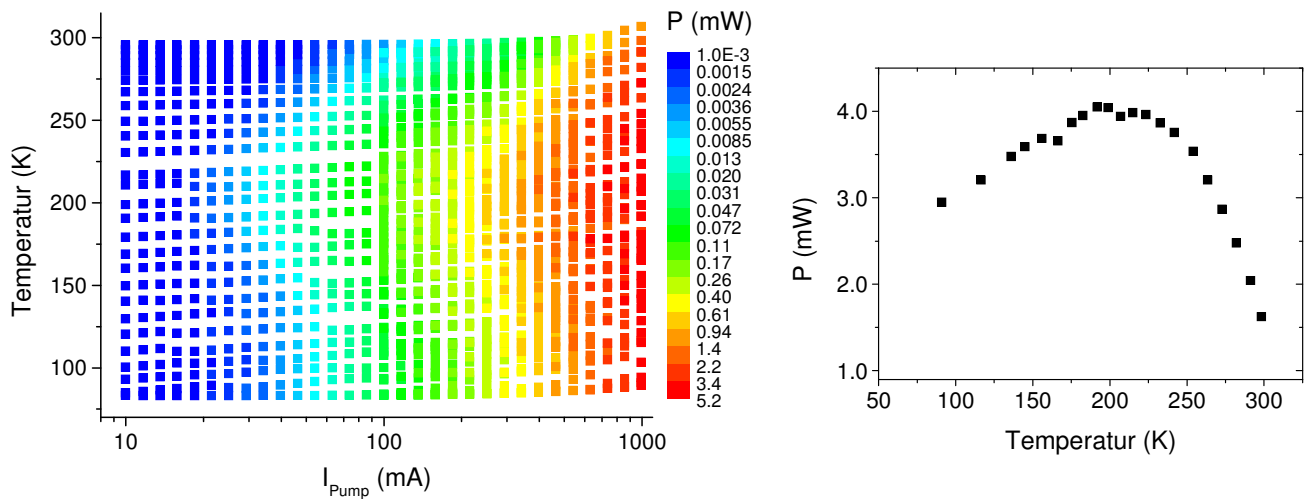


Abb. 52: Links: Farbcodierte Darstellung der optischen Leistung der QP-SLD als Funktion des Pumpstroms und der Temperatur. Rechts: Ausgangsleistung der QP-SLD bei einem konstanten Pumpstrom von 1A als Funktion der Temperatur.

Das grundsätzliche Verhalten zeigt sich in der farbcodierten Darstellung. Bei konstantem Pumpstrom nimmt die Leistung mit abnehmender Temperatur bis etwa 200K zu. Für tiefere Temperaturen nimmt die Leistung dann wieder ab, bleibt aber stets über dem Referenzwert der Ausgangsleistung bei Raumtemperatur (290K). Bei konstanter Temperatur wächst die Leistung mit zunehmendem Pumpstrom kontinuierlich an. Die größten Leistungen treten somit bei 1A Pumpstrom auf. Einen quantitativen Einblick in die Temperaturabhängigkeit der optischen Leistung bei 1A Pumpstrom erlaubt der rechte Teil der Abbildung. Die aus dem Kryostaten ausgekoppelte Leistung bei 295K beträgt 1,6mW. Mit abnehmender Temperatur nimmt die Leistung zunächst rasch, dann etwas schwächer zu. Bei 190K tritt ein lokales Maximum mit einer Leistung von über 4mW auf. Verglichen mit dem Referenzwert bei Raumtemperatur liegt die Leistung hier um den Faktor 2,5 höher. Unterhalb von 190K nimmt die Leistung leicht bis auf 2,9mW bei 85K ab, liegt aber immer noch um einen Faktor von 1,8 über dem Referenzwert.

Um die Temperaturabhängigkeit der Emissionshierarchie zu untersuchen, wurden Pumpstrom-Leistungskennlinien gemessen. Für die drei ausgewählten Temperaturen 290, 190 und 90K sind die Messwerte in doppelt-logarithmischer Auftragung in Abb. 53 dargestellt.

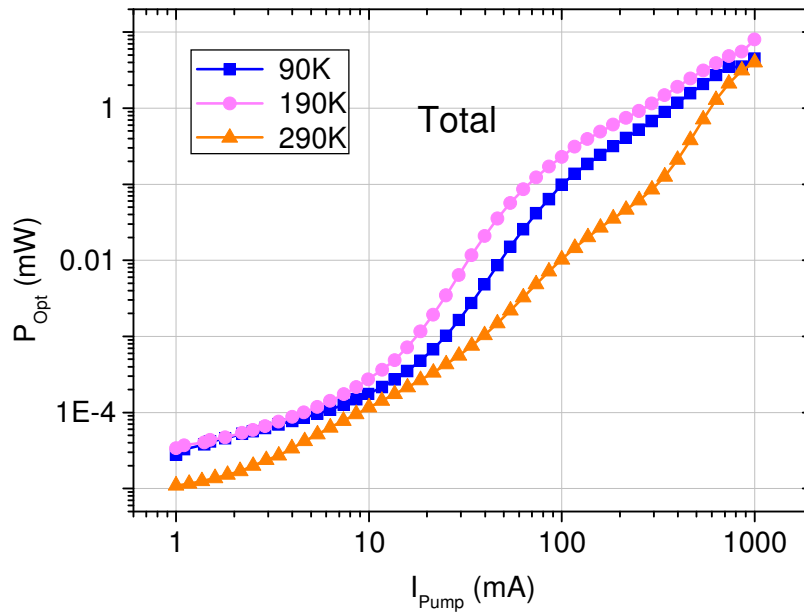


Abb. 53: Pumpstrom-Leistungskennlinie der QP-SLD bei 290, 190 und 90K in doppelt-logarithmischer Auftragung.

Die Kennlinie bei 290K wurde bereits in Kapitel 3.1.2 in Abb. 27 diskutiert und zeigt die Änderungen im Steigungsverhalten bei 30mA Pumpstrom, am ASE-Übergang der GS-Emission, und bei 300mA, am ASE-Übergang der ES-Emission. Mit abnehmender Temperatur nimmt die Leistung der Gesamtemission generell zu und weist auf die Abnahme thermischer Verluste hin. Am größten ist der Zugewinn in der optischen Leistung im Pumpstrombereich zwischen 10 und 300mA, also im Bereich der GS-ASE. Verglichen mit der Referenzkurve bei Raumtemperatur ist hier die Steigung der Kennlinien bei 190 und 90K hier deutlich größer. Auch die Position der ersten Steigungsänderung verschiebt sich mit sinkender Temperatur zu kleineren Pumpströmen. Interessanterweise wird die Steigung der Kennlinien bei 190 und 90K oberhalb von 100mA Pumpstrom geringer. Hier wäre zu erwarten, dass der Beitrag der ES-Emission eine Steigungszunahme hervorruft, wie sie in der Referenzkurve auftritt. Unklar ist ebenfalls, weshalb die optische Leistung unterhalb von 190K wieder abnimmt und wie sich die optische Leistung spektral verteilt. Einen Einblick in die spektrale Emissionshierarchie gewähren temperaturabhängige optische Spektren sowie zusätzlich spektral-aufgelöste Kennlinien, die im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

## 5.2. Optische Spektralanalyse und spektral-aufgelöste Leistungskennlinien

Die Temperaturabhängigkeit der optischen Eigenschaften der QP-SLD wird zunächst bei einem Pumpstrom von 1A anhand von drei ausgewählten optischen Spektren bei den Temperaturen von 290, 190 und 90K diskutiert. Sie sind gemeinsam in Abb. 54 dargestellt. Die optischen Spektren wurden mit einem OSA aufgenommen und in ihrer Höhe normiert. Dazu wurde die spektrale Leistungsdichte durch ihr Integral dividiert und mit der entsprechenden optische Leistung aus Abb. 52 multipliziert.

Neben einer spektralen Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen findet mit abnehmender Temperatur auch eine Umverteilung in der Intensität von ES- zu GS-dominierte Emission statt. Bei 290K dominiert der ES die Gesamtemission. Die Zentralwellenlängen liegen für den GS bei 1300, für den ES bei 1219nm. Bei 190K dominiert noch immer der ES-Anteil die Emission, der GS-Anteil ist jedoch nur noch 3mal schwächer. Im Vergleich zu den Werten bei Raumtemperatur emittieren beide Spektralbereiche nun intensiver, die Zunahme im GS ist aber höher. Die Zentralwellenlängen liegen jetzt bei 1252nm

für den GS und 1181nm für den ES. Bei noch tieferen Temperaturen dominiert schließlich der GS-Anteil die Emission. Die Intensität des GS-Anteils hat mit abnehmender Temperatur kontinuierlich zugenommen, während die Intensität des ES-Anteils bei 190K am größten ist und bei 90K bereits auf 25% des Maximalwertes abgenommen hat. Bei 90K emittiert der GS-Anteil bei 1215nm, der ES-Anteil bei 1146nm. Insgesamt beträgt die spektrale Verschiebung bei einer Temperaturvariation von 200K 85nm für den GS und 66nm für den ES-Anteil.

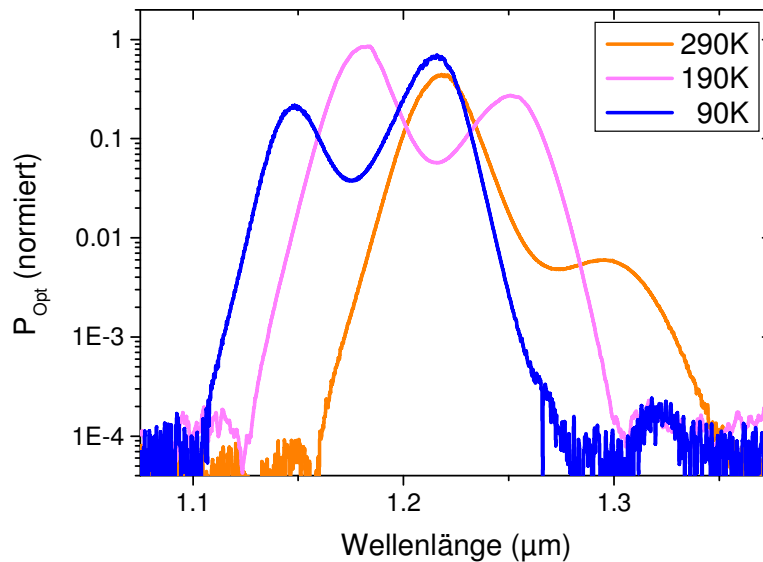


Abb. 54: Ausgewählte optische Spektren der QP-SLD bei 1A Pumpstrom und den Temperaturen von 290, 190 und 90K.

Die optischen Spektren lassen auf die Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerbesetzung im QP-Gewinnmedium schließen. Während beide Zustände an Effizienz gewinnen, ist die Zunahme beim GS größer und das Maximum wird bei der tiefsten Temperatur erreicht. Dort ist die Besetzung der Energieniveaus mit Ladungsträgern am höchsten. Für den ES ist der Zugewinn in der Besetzung zwar geringer, absolut betrachtet liegt er jedoch im Maximum bei 190K noch immer über dem Maximalwert des GS.

Einen Einblick in die spektrale Emissionshierarchie geben spektral-aufgelöste Kennlinien. Hierzu wurde die optische Leistung der QP-SLD bei den Temperaturen 290, 190 und 90K mittels Interferenzfilter spektral-selektiv detektiert. Die Kennlinien für die GS-Emission sind im linken Teil von Abb. 55 dargestellt. Als Orientierungshilfe sind zusätzlich die Kennlinien der Gesamtemission für 290 und 190K dargestellt. Die Gesamtemission wird mit sinkender Temperatur zunehmend von der GS-Emission dominiert. Trat bei 290K noch eine deutliche Sättigung der GS-Emission oberhalb von 200mA Pumpstrom ein, so verschiebt sich diese Sättigungsgrenze mit abnehmender Temperatur zu immer höheren Pumpströmen und die Differenz zwischen der Gesamtemission und der GS-Emission wird geringer. Bei 190K ist nur noch eine leichte Abnahme in der GS-Leistung oberhalb von 700mA zu beobachten, bei 90K bleibt diese Leistungsreduktion gänzlich aus. Während die Position der Steigungsänderung, als Indiz für den ASE-Übergang, für alle Temperaturen relativ konstant im Bereich zwischen 15 und 25mA liegt, nimmt die Steigung der Kennlinie bei 190 und 90K deutlich höhere Werte an. Über den gesamten Pumpstrombereich betrachtet, nimmt die Temperatur von 190K wieder eine Sonderrolle ein und ermöglicht bis 700mA Pumpstrom die höchsten Leistungswerte. Eine Beobachtung, die auch für die spektral-aufgelösten Kennlinien der ES-Emission im rechten Teil der Abbildung gilt.

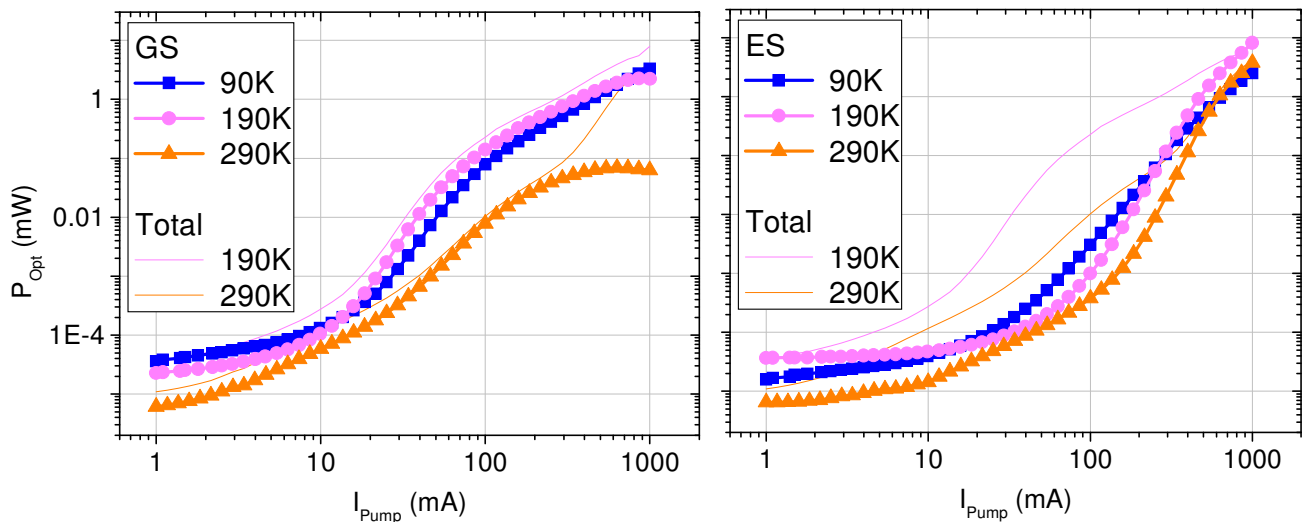


Abb. 55: Spektral-aufgelöste Kennlinien (Linie mit Symbolen) bei 290, 190 und 90K und Gesamtkennlinien (Linie) bei 290 und 190K in doppelt-logarithmischer Auftragung. Links: GS-Emission. Rechts: ES-Emission.

Verglichen mit der Gesamtemission zeigen die ES-Kurven eine deutlich niedrigere Leistung im mittleren Pumpstrombereich zwischen 10 und 200mA. Erst bei höchsten Pumpströmen oberhalb von 800mA weist die Übereinstimmung von Gesamt- und ES-Emission auf dessen dominanten Emissionsbeitrag hin. Bei 290K tritt der ASE-Übergang noch bei einem Pumpstrom von 150mA auf. Oberhalb von 200mA nimmt die Leistung somit stark zu. Ab 600mA nimmt die Steigung der Kurve wieder ab, der ES sättigt. Mit sinkender Temperatur verschiebt sich der ASE-Übergang der ES-Emission zu niedrigeren Pumpströmen. Bei 190K tritt die Steigungsänderung bereits bei 55mA, bei 90K sogar schon bei 30mA auf. Im Pumpstrombereich zwischen 100 und 600mA ist die Steigung der Kennlinie bei 190K nahezu identisch mit der Steigung der Referenzkurve bei 290K. Bei höchsten Pumpströmen nimmt die Steigung der 190K Kurve ebenfalls ab, sättigt jedoch nicht so stark wie die Referenzkurve. Während der ASE-Übergang mit weiter abnehmender Temperatur zu noch niedrigeren Pumpströmen verschiebt, nimmt die Steigung der ES-Kurve unterhalb von 190K wieder ab und liegt bei 90K sogar unter der Steigung der Referenzkurve. In der Folge liegt die Leistung der ES-Emission bei 90K bei 200mA Pumpstrom bereits unterhalb der 190K-Kurve und oberhalb von 500mA sogar unterhalb der Referenzkurve. Die Besetzung der ES-Niveaus mit Ladungsträgern muss somit bei 190K maximal sein.

Um die Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerbesetzung genauer zu studieren, werden hier, ähnlich wie in Kapitel 3.1.2, die Maximalwerte der optischen Spektren als Indikator für den spektralen Gewinn der GS- und ES-Anteile ausgewertet. In Abb. 56 ist der Maximalwert aus dem jeweiligen Spektralbereich der optischen Spektren gemeinsam mit der spektralen Breite der Einzelzustände als Funktion der Temperatur dargestellt.

### 5.3. Spektraler Gewinn

Die spektrale Spitzenleistung des GS steigt, im Rahmen der Messgenauigkeit, mit abnehmender Temperatur monoton an. Bei 190K liegt die Spitzenleistung mit 0,52mW/nm bereits 35mal höher als bei 290K. Bei 90K beträgt die Spitzenleistung mit 1,3mW/nm sogar das 90-fache des GS-Referenzwerts bei Raumtemperatur. Die spektrale Breite des GS zeigt ein relativ konstantes Verhalten, die Werte schwanken im Bereich von 10% um den Mittelwert von 8,6THz. Das Maximum von 9,4THz wird bei einer Temperatur von 210K, das Minimum von 7,8THz wird bei den Temperaturen von 290 und 240K angenommen.

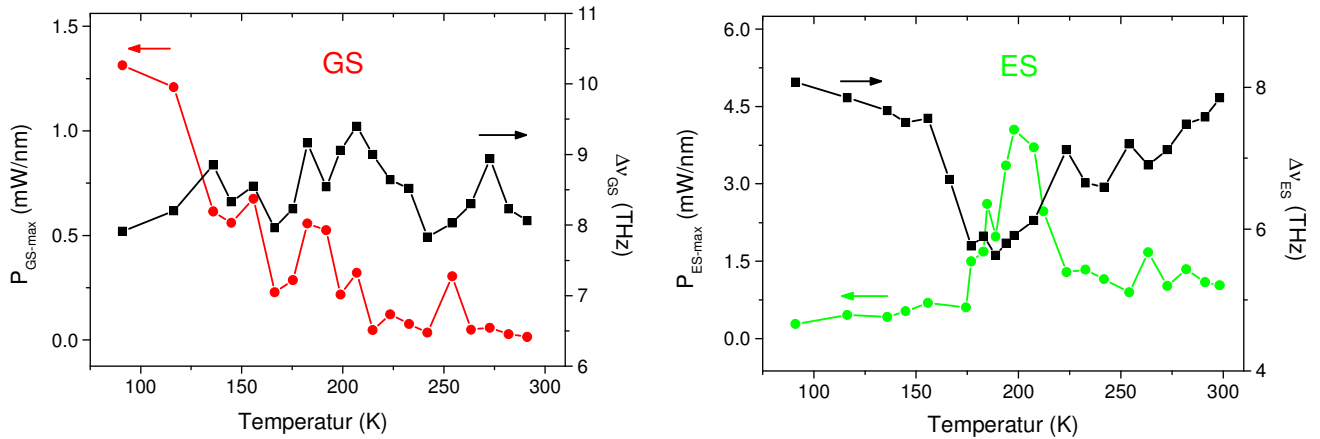


Abb. 56: Spektrale Maximalleistung (linke Achse) und spektrale Breite (rechte Achse) bei 1A Pumpstrom für die GS- (links) und die ES-Anteile (rechts).

Die spektrale Spitzenleistung des ES nimmt mit abnehmender Temperatur zunächst zu, bildet bei 190K ein Maximum mit 4,4mW/nm und fällt dann bei 90K mit 0,28mW/nm sogar noch unter den ES-Referenzwert bei Raumtemperatur von 1,1mW/nm. Verglichen mit dem Referenzwert, nimmt die spektrale Spitzenleistung im Maximum bei 190K um einen Faktor von 4 zu. Bei 90K hingegen beträgt die Leistung nur noch  $\frac{1}{4}$  des ES-Referenzwerts. In der spektralen Breite des ES-Anteils zeigt sich ein, im Vergleich zur Leistungsentwicklung, inverses Verhalten. Ausgehend von 7,9THz bei 290K nimmt die spektrale Breite auf 5,6THz bei 190K ab und steigt dann wieder bis zum Maximum von 8,1THz bei 90K an.

Die spektralen Spitzenleistungen zeigen die relative Leistungsentwicklung der einzelnen Zustände als Funktion der Temperatur und ergänzen somit die vorangegangene Diskussion der optischen Spektren. Während die Emission der GS-Anteile mit fallender Temperatur kontinuierlich effizienter wird, liegt der Spitzenwert des spektralen ES-Gewinns bei einer Temperatur von 190K vor. Die relative Leistungszunahme fällt beim ES-Anteil zwar geringer aus als beim GS-Anteil, absolut betrachtet liegt der Maximalwert des ES aber dennoch gut 3-mal höher. Bevor nun die Kohärenzeigenschaften der QP-SLD in den Temperaturbereichen maximalen spektralen Gewinns charakterisiert werden, soll zunächst die einzigartige spektrale Dynamik des niederdimensionalen Ladungsträgersystems anhand eines phänomenologischen Modells erklärt werden, das sich auf theoretische Überlegungen zur Temperaturabhängigkeit der Schwellstromdichte bei Quantenpunkt-Halbleiterlasern stützt [145,89].

Kernaussagen des Modells sind, dass der spektrale Gewinn im Quantenpunktmedium eng mit der Besetzung der Energieniveaus mit Ladungsträgern verbunden ist. Die Besetzungszahl ist das Produkt aus Zustandsdichte und Besetzungszahl und hängt somit von der Drehimpulsentartung, der Temperatur und dem Pumpstrom ab (siehe auch S.21 in Kapitel 2.3). Während der Pumpstrom den Nachschub an Ladungsträgern sicherstellt, hat die Temperatur einen kombinierten Einfluss. Zum einen legt sie über die thermischen Verlusten den Anteil der Energieniveaus fest, die überhaupt mit Ladungsträgern besetzt werden können und somit zur Emission beitragen. Zum anderen beschreibt sie über die Fermiverteilung aber auch deren tatsächliche Besetzungswahrscheinlichkeit. Die Verlusten beschreiben die thermisch angeregte Entvölkerung der Energieniveaus, konkret können das phononeninduzierte Anregungen sein, aber auch Auger oder Shockley-Hall-Reed Prozesse [88,144]. Die Fermiverteilung beschreibt temperaturabhängig bis zu welcher Energie Zustände mit Ladungsträgern besetzt werden. Bei  $T=0\text{K}$  sind nur die Zustände bis zur Fermienergie besetzt. Für



höhere Temperaturen weicht die Besetzungsgrenze auf, dann bleiben Zustände unterhalb der Fermienergie unbesetzt, im Gegenzug werden dafür höherenergetische Zustände bevölkert. Die komplexe Entwicklung der spektralen Eigenschaften als Funktion der Temperatur soll anhand der Ladungsträgerverteilung bei drei ausgewählten Temperaturen 290, 190 und 90K im linken Teil von Abb. 57 illustriert werden.

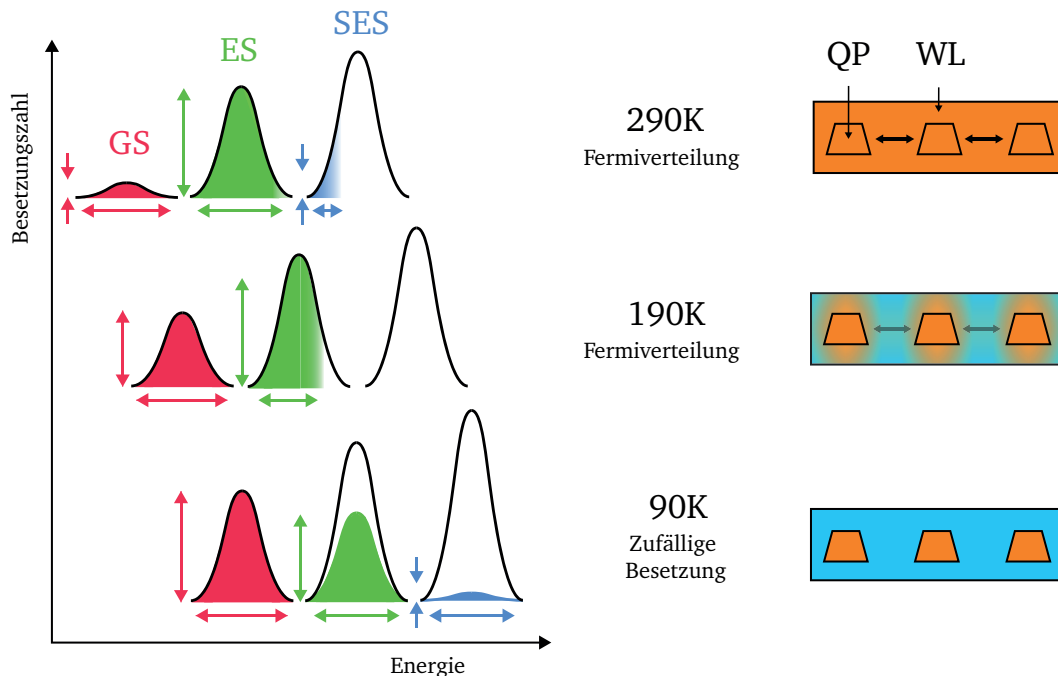


Abb. 57: Schematische Visualisierungen zur Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerverteilung. Links: Anzahl der Zustände (Kontur der Glockenkurve) und deren tatsächliche Besetzung mit Ladungsträgern (farbige Füllung, GS-Ensemble (rot), ES-Ensemble (blau) und SES-Ensemble (grün)). Rechts: Thermische Kopplung der einzelnen Quantenpunkte (QP) untereinander über die umgebende Benetzungsschicht (WL), die orangene Farbe illustriert starke, die blaue schwache Kopplung.

Die schwarze Kontur der Glockenkurve stellt dabei die Zustandsdichte des inhomogen verbreiterten Quantenpunkt-Gewinnmediums dar, die sich aus der Entartung der Einzelniveaus und den thermischen Verlusten ergibt. Hier zeichnen sich zwei Trends ab. Einerseits ist die Drehimpulsentartung für die angeregten Zustände größer und erhöht deren effektive Zustandsdichte. Andererseits nehmen die thermischen Verlusten aller Zustände mit sinkender Temperatur ab und erhöhen somit die effektive Zustandsdichte bei tieferen Temperaturen. Die energetische Lage der einzelnen Zustände schiebt mit sinkender Temperatur zu höheren Energien und illustriert die thermisch induzierte Variation der Bandlücke.

Die Färbung innerhalb der einzelnen Glockenkurven stellt die tatsächliche Besetzung der Energieniveaus mit Ladungsträgern dar. Sie hängt vom Pumpstrom und der thermischen Besetzungsverteilung der Ladungsträger ab. Für den spektralen Gewinn ist letztlich die Höhe der Besetzungszahl verantwortlich. Die Maximalwerte der Besetzungszahlen sind für die einzelnen Zustandsensembles durch die vertikalen Pfeile hervorgehoben. Die spektrale Breite der optischen Übergänge ist durch die energetische Verteilung der Ladungsträger festgelegt, die anhand der horizontalen Pfeile unter den einzelnen Kurven illustriert sind.

Im oberen, linken Teil der Abbildung ist die Ladungsträgerverteilung bei 290K schematisch dargestellt. Die Zustände des GS-Niveaus sind vollständig mit Ladungsträgern besetzt, dementsprechend ist die Fläche unter der Glockenkurve komplett eingefärbt. Die energetische Bandbreite der Ladungsträger ist



---

maximal, und damit auch die spektrale Breite der GS-Emission. Die Besetzungszahl und der spektrale Gewinn der GS-Emission sind gering. Die Zustände des ES-Niveaus sind fast vollständig mit Ladungsträgern bevölkert. Die Fläche unter der Glockenkurve ist somit nahezu vollständig eingefärbt, nur im Bereich höchster Energien verläuft die Färbung ansatzweise. Die spektrale Breite der ES-Emission ist maximal. Die Zustandsdichte ist für das ES-Ensemble, aufgrund der Drehimpulsentartung, deutlich höher als für das GS-Ensemble. Damit ist auch der spektrale Gewinn der ES-Emission höher. Die Zustände des SES-Niveaus sind nur minimal besetzt. Die Fläche unter der Glockenkurve ist somit nur im Bereich minimaler Energien eingefärbt. In der Folge sind spektrale Breite und Gewinn der SES-Emission minimal.

Die Besetzung der Energieniveaus folgt einer globalen Fermiverteilung, die aus der thermischen Kopplung der einzelnen Quantenpunkte untereinander resultiert. Das Kopplungsverhalten ist im rechten Teil von Abb. 57 visualisiert. Für 290K (rechts, oben) ist die thermische Kopplung individueller Quantenpunkte stark ausgeprägt. Hier stellen hochenergetische Phononen durch die Wechselwirkung mit der Benetzungsschicht ein thermisches Gleichgewicht zwischen den einzelnen Quantenpunkten her und ermöglichen so die effiziente Diffusion der Ladungsträger in energetisch tieferliegende Niveaus. Andererseits ist die Fermikante bei Raumtemperatur bereits stark aufgeweicht. Für die Zustände im GS ist dieser Effekt zu vernachlässigen, da sie energetisch weit unterhalb der Fermienergie liegen. Die hochenergetischen Zustände des ES hingegen liegen im Bereich der Fermienergie und bleiben somit teilweise unbesetzt. Im Gegenzug werden einige niederenergetische SES-Zustände bevölkert.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass die thermischen Verluste bei 290K den spektralen Gewinn aller Zustandsensembles reduzieren, der Effekt für den GS-Anteil jedoch am größten ausfällt. Unterdessen maximiert die starke thermische Kopplung die spektrale Breite der GS- und ES-Emission gleichermaßen.

Im mittleren, linken Teil der Abbildung ist die spektrale Ladungsträgerverteilung bei 190K dargestellt. Die GS-Niveaus sind wiederum vollständig besetzt, der spektrale Gewinn hat stark zugenommen, und die spektrale Breite ist maximal. Die ES-Niveaus sind größtenteils, bis zu einer relativ scharfen Grenze besetzt, der Gewinn ist weiterhin maximal, die spektrale Breite leicht reduziert. Die Niveaus des SES-Ensembles sind unbesetzt. Bei 190K sind die thermischen Verluste bereits deutlich reduziert, dies erhöht die Besetzungszahlen aller optischen Übergänge. Der spektrale Gewinn des GS-Ensembles erfährt dabei jedoch die höchste Steigerung. Der Zugewinn des ES-Ensembles fällt zwar geringer aus, absolut betrachtet wird bei 190K jedoch der höchstmögliche spektrale Gewinn des QP-Ensembles im gesamten Temperaturbereich realisiert.

Die thermische Kopplung der einzelnen Quantenpunkte untereinander ermöglicht auch bei 190K die Diffusion der Ladungsträger in energetisch tieferliegende Niveaus (siehe Abb. 57 rechts und Mitte). Die thermischen Anregungen durch Phononen nehmen ab und führen zu einer relativ abrupten Besetzungsgrenze bei den hochenergetischen Zuständen des ES. Während die spektrale Breite des GS-Übergangs von dieser Grenze unbeeinflusst bleibt und weiterhin maximal ist, erfährt die Breite des ES-Übergangs eine leichte Reduktion.

Mit weiter abnehmender Temperatur wird eine fortschreitende Zunahme in den Besetzungszahlen aller Übergänge und eine weitere Abnahme der spektralen Breite des ES erwartet. Wie im unteren, linken Teil der Abbildung bei 90K erkennbar ist, tritt dies jedoch nicht ein. Noch immer sind die GS-

Niveaus vollständig besetzt, der spektrale Gewinn hat erneut zugenommen, und die spektrale Breite ist weiterhin maximal. Die Besetzung der ES-Niveaus unterscheidet sich jedoch stark vom bisherigen Verhalten. Die Ladungsträger füllen die Energieniveaus nicht mehr von unten her auf, vielmehr werden jetzt Zustände über den gesamten Energiebereich bevölkert. Der spektrale Gewinn der ES-Emission ist daher bei maximaler spektraler Breite reduziert. Bei 90K kommt es zu einer erneuten Besetzung der SES-Niveaus. Auch hier erfolgt die Besetzung über die komplette Energiebandbreite. Der spektrale Gewinn ist allerdings sehr gering.

Das zunächst kontraintuitive Besetzungsverhalten der Ladungsträger lässt sich anhand des thermischen Kopplungsverhaltens der Quantenpunkte bei tiefen Temperaturen aufklären. Unterhalb von 190K wird die phononeninduzierte Kopplung der einzelnen Quantenpunkte zunehmend schwächer (siehe Abb. 57 rechts unten). Die Ladungsträgerdiffusion zwischen den Quantenpunkten kommt somit zum Erliegen und die globale Fermiverteilung verliert ihre Gültigkeit. Innerhalb jedes Quantenpunkts gilt zwar noch eine lokale Fermiverteilung, die dazu führt, dass nur die tiefsten Energieniveaus besetzt sind, da aber die Ladungsträgerzahl benachbarter Punkte nun stark unterschiedlich sein kann, entsteht, bei der Mittelung über alle Quantenpunkte des Ensembles, eine Art ‚virtuelle‘ Anregung bei der auch höherenergetische Niveaus besetzt werden (siehe Abb. 58). Zur Beschreibung dieses Besetzungsverhalten wird in der Literatur der Begriff der *zufälligen Besetzung* (engl.: random population) verwendet. Ursprünglich wurde die zufällige Besetzung eingeführt, um Anomalien im temperaturabhängigen Schwellstromverhalten von Quantenpunkt-Lasern zu erklären, die negative charakteristische Temperaturen bewirken [145].

Im Fall der QP-SLD beschreibt die zufällige Besetzung das Temperaturverhalten der Ladungsträger unterhalb von 190K. Zwischen 290 und 190K erfahren alle optischen Übergänge eine Zunahme im spektralen Gewinn. Unterhalb von 190K führt die zufällige Besetzung zum Kollaps der globalen Fermiverteilung und bewirkt eine Reduktion im Gewinn der ES-Emission die mit einer Zunahme in der spektralen Breite einhergeht. Die GS-Emission hingegen, wird durch den Besetzungskollaps nur geringfügig beeinflusst. Ihr spektraler Gewinn nimmt zwischen 290 und 90K kontinuierlich zu, die spektrale Breite ist über den gesamten Temperaturbereich konstant.

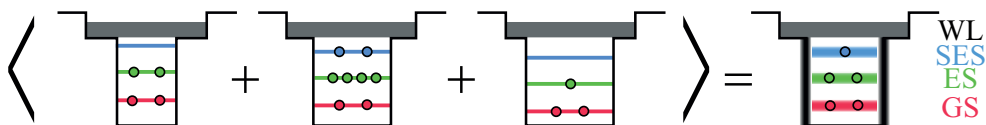


Abb. 58: Schematische Darstellung der virtuellen Anregung im Temperaturbereich der zufälligen Besetzung. Die drei einzelnen Quantenpunkte, links dargestellt, sind mit unterschiedlich vielen Ladungsträgern besetzt. Rechts dargestellt ist die Besetzungswahrscheinlichkeit des inhomogen verbreiterten Gesamtsystems erhalten durch Mittelung.

Für die Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts sind die Temperaturbereiche mit maximalem spektralen Gewinn besonders interessant. Für die GS-Emission liegt dieser bei 90K, für die ES-Emission bei 190K. Bevor jedoch der Kohärenzgrad in zweiter Ordnung untersucht wird, soll zunächst die spektrale Breitbandigkeit der Gesamtemission bei tiefen Temperaturen anhand der Analyse der Kohärenzeigenschaften erster Ordnung vermessen werden.

## 5.4. Kohärenzeigenschaften in 1. Ordnung

Bei der Realisierung des hybrid-kohärenten Lichtzustands muss die spektrale Breitbandigkeit der Gesamtemission der QP-SLD sichergestellt sein. Gerade in den Temperaturbereichen maximalen spektralen Gewinns, nimmt der Anteil der stimulierten Emissionsprozesse stark zu und modifiziert die delikate Emissionshierarchie der verstärkt-spontanen Emission ein. Spektral aufgelöst wurden die Kohärenzeigenschaften erster Ordnung bereits untersucht (siehe Abb. 56). Hier werden nun spektrale Breite und Kohärenzlänge der Gesamtemission anhand temperaturlaufgelöster optischer Spektren und interferometrischer Messungen mit dem Eigenbau Michelson-Interferometer charakterisiert. Dafür wurde die kollimierte Emission aus dem Kryostaten in eine Monomodenglasfaser eingekoppelt und zum Interferometer geführt. Die Kohärenzlänge ist gemeinsam mit der spektralen Breite der Gesamtemission bei einem Pumpstrom von 1A als Funktion der Temperatur in Abb. 59 dargestellt.

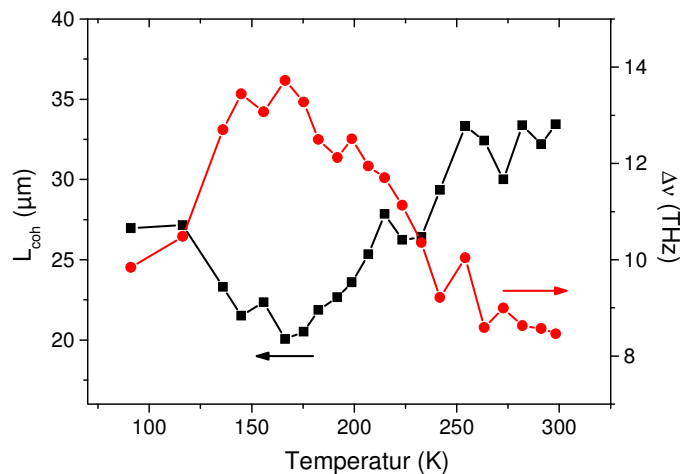


Abb. 59: Temperaturabhängigkeit von Kohärenzlänge (linke Achse) und spektraler Breite (rechte Achse) der QP-SLD bei einem Pumpstrom von 1A.

Zwischen 290 und 250K schwanken die Messwerte der Kohärenzlänge zwischen 30 und 33 $\mu\text{m}$ . Mit sinkender Temperatur nimmt die Kohärenzlänge bis zum Minimum von 20 $\mu\text{m}$  bei 170K ab. Zwischen 170 und 90K wird die Kohärenzlänge größer und erreicht bei 90K schließlich einen Wert von 27 $\mu\text{m}$ . In der spektralen Breite zeigt sich ein entgegengesetztes Verhalten. Die spektrale Breite bei Raumtemperatur beträgt 8,5THz. Mit abnehmender Temperatur nimmt  $\Delta\nu$  kontinuierlich zu, bis zum Maximum von 14THz bei 170K. Für tiefere Temperaturen wird die spektrale Breite bis auf 10THz reduziert.

Zunächst ist festzuhalten, dass die Gesamtemission der QP-SLD über den gesamten Pumpstrombereich spektral-breitbandig emittiert und damit hochgradig inkohärent in erster Ordnung ist. Darüber hinaus spiegelt das entgegengesetzte Verhalten von Kohärenzlänge und spektraler Breite die inverse Relation zwischen beiden Größen (siehe S.8, Gleichung (2.5)) wider.

Die Messergebnisse bestätigen die vorangegangene Diskussion der optischen Spektren und der spektral aufgelösten Messungen. So dominiert bei Raumtemperatur der ES-Anteil die Gesamtemission. Dementsprechend ist die spektrale Breite gering und die Kohärenzlänge groß. Mit abnehmender Temperatur wird die Emission aus dem GS zunehmend stärker und erhöht die spektrale Breite, bis, bei 170K, die Emission aus GS und ES schließlich gleich intensiv ist (engl.: equal power condition, EPC). Der Pumpstrom für den EPC-Betrieb erhöht sich mit abnehmender Temperatur. Das Zusammenspiel von thermischen Verlusten und der zufälligen Besetzung der Ladungsträger verschiebt den

Pumpstrom für den EPC-Betrieb von 340mA bei Raumtemperatur auf 1A bei 170K. Im EPC-Betrieb wird die spektrale Bandbreite maximal und die Kohärenzlänge minimal. Verglichen mit den Extremwerten bei Raumtemperatur fällt jedoch auf, dass die spektrale Breite bei 170K mit 14THz knapp 5THz unter dem Referenzwert von 19,3THz bei 340mA Pumpstrom und 290K liegt. Auch die Kohärenzlänge liegt bei 170K mit  $20\mu\text{m}$  knapp  $6\mu\text{m}$  über dem Referenzwert von  $14,2\mu\text{m}$  bei Raumtemperatur. Ob diese leichte Zunahme im Kohärenzgrad erster Ordnung bereits als ein erstes Indiz für die Zunahme stimulierter Emissionsprozesse gewertet werden kann, die Zunahme im spektralen Gewinn also ausreicht, um den Kohärenzgrad zweiter Ordnung signifikant zu erhöhen, wird anhand der Intensitätskorrelationsanalyse überprüft.

## 5.5. Kohärenzeigenschaften in 2. Ordnung

Im letzten Abschnitt wurde der zeitlich inkohärente Charakter der QP-SLD über den gesamten Temperaturbereich in erster Ordnung nachgewiesen. Um festzustellen, ob die spektrale Gewinnzunahme eine Änderung im Photonenemissionsprozess bewirkt, und so den thermischen Emissionscharakter der QP-SLD modifiziert, werden jetzt die Intensitätskorrelationen untersucht.

Hierzu wurde die Emission der QP-SLD in einer Monomodenglasfaser zum TPA-Interferometer geführt. Die TPA-Interferogramme wurden während des gesamten Aufwärmprozesses von 90 bis 290K aufgenommen. Die Dauer der Einzelmessung betrug dabei knapp 90 Sekunden. Entsprechend der Aufwärmrate des Kryostaten repräsentieren die Messwerte also stets eine Mittelung über einen Temperaturbereich von 5 bis 6K. Zwischen den Einzelmessungen wurde die Justage des TPA-Interferometers auf die temperaturbedingte Verschiebung im Spektralbereich angepasst.

Die Voruntersuchungen zum spektralen Gewinn motivieren die Diskussion der Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung an den drei TPA-Interferogrammen bei den ausgewählten Temperaturen von 290, 190 und 90K, wobei die Ergebnisse bei Raumtemperatur bereits auf Seite 48 in Kapitel 3.1.2 besprochen wurden. Im Anschluss daran wird der zentrale Kohärenzgrad zweiter Ordnung bei  $\tau=0$  aller Einzelmessungen als Funktion der Temperatur dargestellt, um einen Überblick der Gesamtentwicklung zu geben.

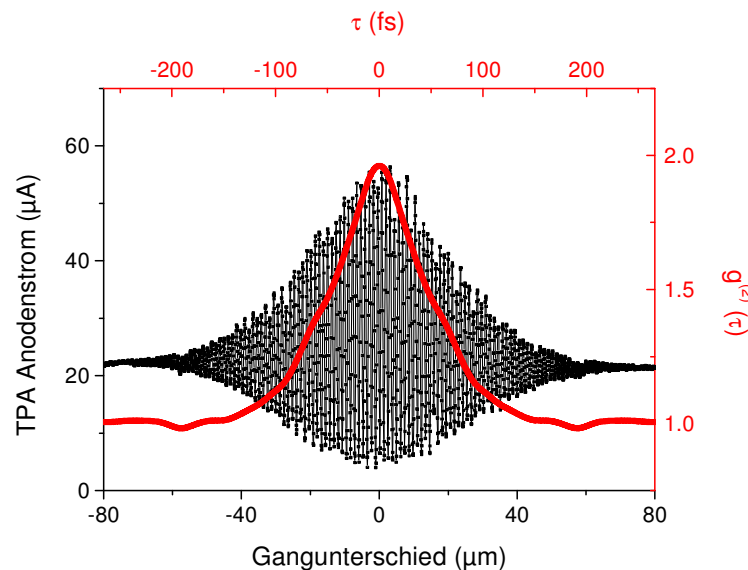


Abb. 60: TPA-Interferogramm (schwarz, linke Achse) und Kohärenzgrad zweiter Ordnung (rot, rechte Achse) der QP-SLD bei 1A Pumpstrom und 290K.

Das TPA-Interferogramm bei Raumtemperatur ist gemeinsam mit dem Kohärenzgrad zweiter Ordnung in Abb. 60 dargestellt. Wie bereits festgestellt, zeigt die QP-SLD bei Raumtemperatur und 1A Pumpstrom ein nahezu thermisches Emissionsverhalten. Der zentrale Kohärenzgrad von  $g^{(2)}(0)=1,95$  liegt nahe am theoretischen Wert einer idealen thermischen Quelle von 2. Der spontane Emissionsprozess dominiert hier die verstärkt-spontane Emission. Der spektrale Gewinn der hier dominanten ES-Emission erhöht den Anteil der stimulierten Emissionsprozesse nur geringfügig und modifiziert die Emissionshierarchie minimal. Eine Zunahme im spektralen Gewinn der ES-Emission wird erst bei tieferen Temperaturen erreicht.

Das Maximum im spektralen Gewinn liegt bei 190K. Das TPA-Interferogramm ist hierfür gemeinsam mit dem Kohärenzgrad zweiter Ordnung in Abb. 61 dargestellt. Der Anodenstrom des PMT schwankt zwischen 25 und 140  $\mu\text{A}$  an. Die Periode der schnellen Oszillation im Interferogramm setzt sich aus der Überlagerung der GS- und ES-Zentralwellenlängen zusammen, wobei der ES die Emission dominiert. Die langsame Oszillation rührt entsprechend aus der Schwebung der beiden Spektralanteile her.

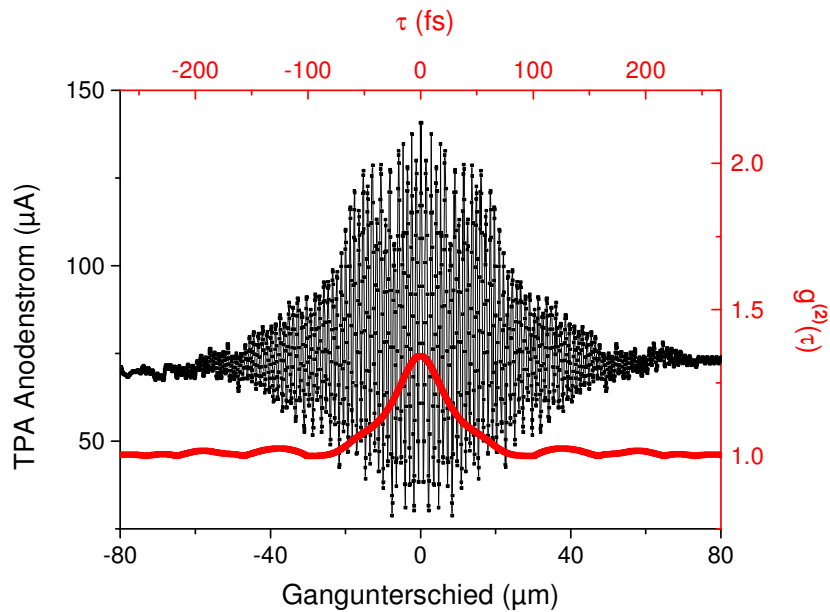


Abb. 61: TPA-Interferogramm (schwarz, linke Achse) und Kohärenzgrad zweiter Ordnung (rot, rechte Achse) der QP-SLD bei 1A Pumpstrom und 190K.

Die Modulation in der TPA-Kurve verschwindet oberhalb von 70  $\mu\text{m}$  Spiegelverschiebung (230fs) und verdeutlicht den spektral-breitbandigen Charakter in erster Ordnung. Während das Interferogramm noch eine gewöhnlich inkohärente Emission erwarten lässt, zeigt die Auswertung des Kohärenzgrads zweiter Ordnung eine beeindruckende Reduktion im Zentrum. Bei  $\tau=0$  tritt hier ein Wert von  $g^{(2)}(0)=1,33$  auf, der deutlich unter dem thermischen Erwartungswert von 2 liegt. Zudem nehmen die Intensitätskorrelationen deutlich schneller ab (100fs) als die TPA-Modulationen (230fs) und lassen bereits vermuten, dass die Siegert-Relation hier nicht mehr gültig ist (siehe Abb. 68).

Bei 190K ist die Emission der QP-SLD somit gleichzeitig inkohärent in erster und nahezu kohärent in zweiter Ordnung. Dies repräsentiert die erste erfolgreiche experimentelle Realisierung des hybrid-kohärenten Lichtzustands mit einer spektralen Bandbreite im THz Bereich mittels eines monolithischen Emitters. Damit betritt die Emission der QP-SLD eine neue, faszinierende Klasse an Lichtzuständen und bricht ein fundamentales Paradigma der Quantenoptik, welches die spektrale Breitbandigkeit bei spontaner Lichterzeugung an einen  $g^{(2)}(0)$ -Wert von 2 bindet [15,17,11].

Der Durchbruch für die Erzeugung der simultan kohärenten und thermischen Emission wurde letztlich über die Reduktion der thermischen Verlusten erreicht, die eine Kondensation von Ladungsträgern in den absoluten, energetischen Grundzustand des QP-Ensembles bewirken und so den spektralen Gewinn der ES-Emission maximieren. Somit stellt die Temperatur in niederdimensionalen Ladungsträgersystemen einen direkten Kontrollmechanismus für die Art des Photonemissionsprozesses dar.

Die gezielte Vereinigung der thermischen Breitbandigkeit mit einer Photonverteilung, die nahezu der Poisson-Statistik folgt, wirft ein neues Licht auf die Art der Photonenerzeugung in verstärk-spontan emittierenden Lichtquellen und eröffnet eine weite Spielwiese für fundamentale physikalische Untersuchungen zur Natur des Lichts. Neben der wissenschaftlichen Relevanz stellt die hybrid-kohärente Emission der QP-SLD aber auch einen besonders vielversprechenden Lichtzustand für die Anwendung dar, der interferometrische Messungen erstmals mit gleichzeitig hoher axialer Auflösung und hohem Signal-zu-Rauschverhältnis ermöglicht.

Natürlich liegt die Kohärenzlänge der QP-SLD bei 190K mit  $24\mu\text{m}$  noch nicht an der Grenze des physikalisch Machbaren. Ziel zukünftiger Arbeiten wird es daher sein, die hybride Emission auf den Bereich des EPC-Betriebs auszudehnen, und speziell optimierte Bauteile für die Emission des kohärent-thermischen Lichtzustands zu fertigen, die gegebenenfalls sogar den Betrieb bei Raumtemperatur ermöglichen. Als Richtlinie für die Fertigung solcher Bauteile kann die Realisierung eines hohen spektralen Gewinns bei dennoch effektiver Unterdrückung der modalen Emission angesehen werden.

Auch der spektrale Gewinn des GS erfährt bei Abkühlung eine deutliche Zunahme, die bei 90K maximal wird. Ob es auch hier zur Erzeugung des hybrid-kohärenten Lichtzustands kommt, wird im folgenden Abschnitt geklärt. Das TPA-Interferogramm bei 90K ist gemeinsam mit dem Kohärenzgrad zweiter Ordnung in Abb. 62 dargestellt.

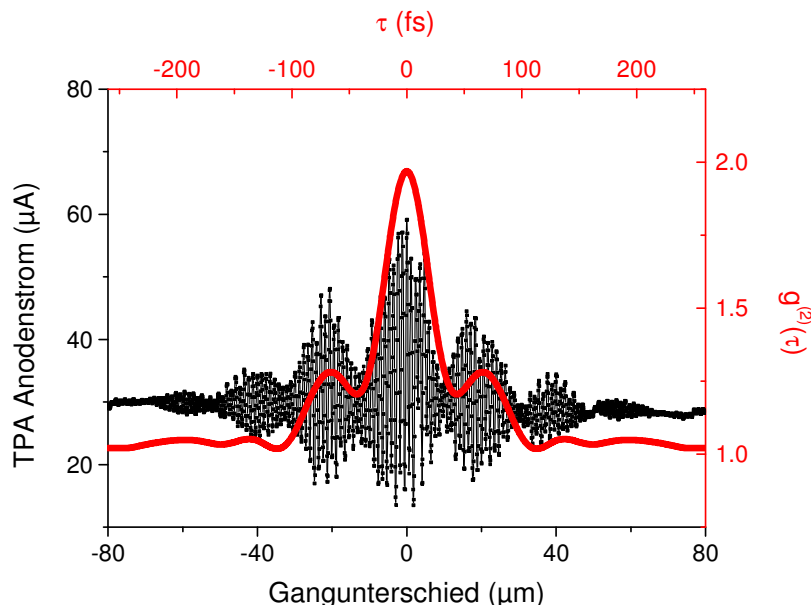


Abb. 62: TPA-Interferogramm (schwarz, linke Achse) und Kohärenzgrad zweiter Ordnung (rot, rechte Achse) der QP-SLD bei 1A Pumpstrom und 90K.

Der Anodenstrom im Interferogramm oszilliert mit der kombinierten GS-ES-Periode rasch zwischen 12 und  $60\mu\text{A}$ . Zudem führt die spektrale Schwebung der GS- und ES-Anteile zu einer langsamen



Modulation im Interferogramm. Die Modulationen im Anodenstrom verschwinden bei Spiegelverschiebungen oberhalb von  $70\mu\text{m}$  und demonstrieren den inkohärenten Charakter in erster Ordnung.

In zweiter Ordnung zeigt sich, wie sensitiv die Kohärenzeigenschaften vom spektralen Gewinn abhängen. Der Kohärenzgrad der Emission bei 90K nimmt im Zentrum einen Wert von  $g^{(2)}(0)=1,97$  an, der innerhalb von 150fs auf 1,0 abnimmt. Der zentrale Kohärenzgrad von nahezu 2 offenbart die Rückkehr der Emission der QP-SLD zum ursprünglich thermischen Charakter. Der Zugewinn in der Verstärkung des GS ist somit nicht ausreichend, um den Anteil der stimulierten Emissionsprozesse signifikant zu erhöhen und Kohärenz in zweiter Ordnung zu erzeugen. Dabei ist der spektrale Gewinn des GS bei 90K lediglich viermal schwächer als der maximale ES-Gewinn bei 190K. In Relation zu der beeindruckenden Zunahme im Gewinn des GS mit einem Faktor von über 90 von 290K nach 90K erscheint der Faktor von 4 zwar recht gering, er entspricht jedoch in etwa auch dem Unterschied des ES-Gewinns zwischen 190K und Raumtemperatur.

Es zeigt sich also, wie delikat die Hierarchie zwischen spontaner und stimulierter Emission bei der Lichterzeugung mittels ASE ist. Die ausführliche Charakterisierung der Schwellbedingung für die Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts mit der Identifikation der relevanten Parameter stellt eine interessante Ausgangsbasis für zukünftige experimentelle und theoretische Untersuchungen dar. Die einzigartige und zugleich spannende Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerbesetzung im Fall der QP-Gewinnmedien stellt dabei besondere Anforderungen an die theoretische Modellierung.

Die Diskussion der Kohärenzeigenschaften in zweiter Ordnung wird durch die Auftragung des zentralen Kohärenzgrad sämtlicher Einzelmessungen als Funktion der Temperatur abgeschlossen (siehe Abb. 63).

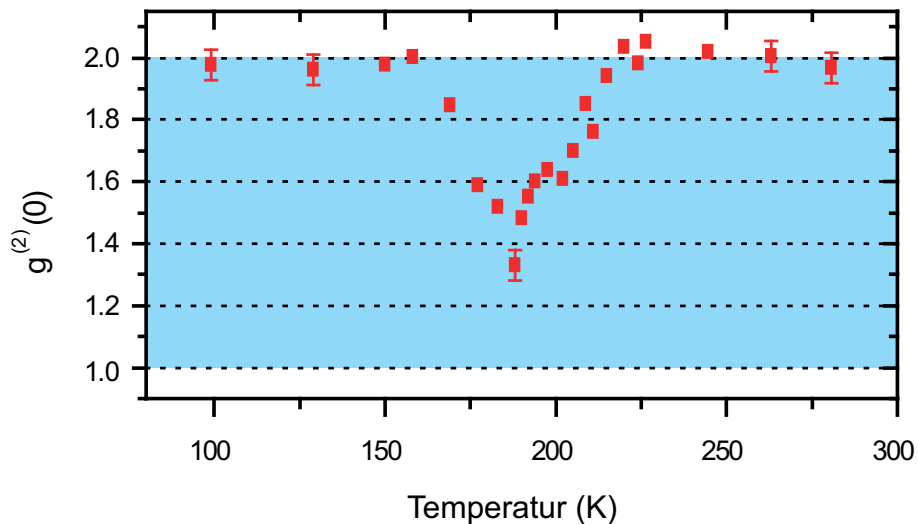


Abb. 63: Zentraler Kohärenzgrad zweiter Ordnung der QP-SLD bei 1A Pumpstrom als Funktion der Temperatur. Blau hinterlegt ist der klassische Bereich von kohärenter bis zu thermischer Emission.

Der zentrale Kohärenzgrad  $g^{(2)}(0)$  beträgt bei 290K  $g^{(2)}(0)=1,95$ . Mit abnehmender Temperatur schwanken die Werte zunächst im Bereich zwischen 1,95 und 2,05. Unterhalb von 220K bildet sich ein fallender Trend aus, der im Minimum von  $g^{(2)}(0)=1,33$  bei 190K endet. Bei tieferen Temperaturen nimmt der Kohärenzgrad wieder zu und liegt unterhalb von 155K wieder nahe 2. Bei 90K wird schließlich ein  $g^{(2)}(0)$  von 1,97 erreicht.



---

Im zentralen Kohärenzgrad zweiter Ordnung bildet sich bei 190K ein „Tal der Kohärenz“, das von einer inkohärenten, thermischen Emission umgeben ist. Bei Raumtemperatur liegt thermische Emission vor, die vom ES-Anteil dominiert wird. Die Photonen folgen hier der Bose-Einstein-Statistik und neigen zur Klumpenbildung. Der spektrale Gewinn des ES-Anteils nimmt mit abnehmender Temperatur zu. Signifikant ist der Zugewinn jedoch erst unterhalb von 220K (siehe S. 78, Abb. 56, rechts). Exakt bei dieser Temperatur beginnt auch der thermische Charakter der Emission kontinuierlich in den hybrid-kohärenten Lichtzustand überzugehen. Bei 190K ist die Ausprägung der Kohärenz zweiter Ordnung am größten, die Photonenverteilung liegt hier zwischen den klassischen Grenzfällen der Poisson- und Bose-Einstein-Statistik, somit ist das Photonenklumpen reduziert. Dass bei 190K der spektrale Gewinn des ES maximal ist, resultiert aus einer ganzen Schar von Rahmenbedingungen, wie der Abnahme der thermischen Verlusten, der Entartung des ES-Niveaus, der Höhe des Pumpstroms und letztlich der thermischen Kopplung der individuellen Quantenpunkte über das Phononenbad. Die Voraussetzungen zur Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts sind somit in höchstem Maße material- und bauteilspezifisch. Es stellt sich zudem die Frage, ob der Minimalwert von  $g^{(2)}(0)=1,33$  die Konsequenz dieser Rahmenbedingungen ist, oder ob hier ein fundamentales Limit im zentralen Kohärenzgrad spektral-breitbandiger Quellen vorliegt.

Unterhalb von 190K bewirkt die zufällige Besetzung der Ladungsträger eine Reduktion im Gewinn des ES, die mit dem Kollaps des hybrid-kohärenten Lichtzustands einhergeht. Auch die Zunahme im Gewinn des GS kann den fehlenden Gewinn im ES nicht ausgleichen und die Emission kehrt zum ursprünglich thermischen Charakter zurück. Die durchaus plausible Annahme, dass eine weitere Reduktion der Temperatur ausreichend ist, um hybrid-kohärentes GS-Licht zu erzeugen, konnte im Rahmen dieser Arbeit apparaturbedingt nicht überprüft werden. Hierzu müsste die SLD auf Temperaturen unter 90K gekühlt werden, was einen neu konzipierten Versuchsaufbau mit Flüssig-Heliumkühlung erfordert.

Im letzten Teil dieses Abschnitts wird geklärt, wie die Intensitätskorrelationen auf Femtosekunden-Zeitskalen mit dem Intensitätsrauschen im Nanosekunden-Bereich zusammenhängen und wie stark sich die Verschiebung in der Photonenstatistik auf das Intensitätsrauschen auswirkt.

## 5.6. Intensitätsrauschen hybrid-kohärenten Lichts

In diesem Abschnitt wird die Temperaturabhängigkeit des Intensitätsrauschens untersucht. Besonderes Augenmerk liegt hier im Temperaturbereich um 190K bei der die hybrid-kohärente Emission stattfindet. Die Präsentation der RIN-Ergebnisse vollzieht sich in drei Schritten, zunächst wird anhand eines Konturdiagramms ein Gesamtüberblick gegeben. Im Anschluss wird anhand von Pumpstromschnitten die Entwicklung quantitativ beschrieben und im letzten Schritt mit dem Rauschverhalten einer thermischen Quelle verglichen. Im Anschluss folgt die zusammenfassende Diskussion der Ergebnisse.

Zur Charakterisierung des Rauschverhaltens wurde die Emission der QP-SLD durch das Glasfenster aus dem Kryostaten heraus kollimiert, durch einen optischen Isolator geschickt und auf die Photodiode des zweiten Detektionssystems fokussiert. Die Messungen erfolgen ebenfalls während der Auftauphase. Durch das zeitoptimierte, rechnerunterstützte Messverfahren sind die Mittelungen in der Temperatur jedoch gering und liegen in der Größenordnung von 1K. Der Pumpstrom wurde zwischen 100 und 1000mA variiert, der untersuchte Temperaturbereich lag wieder zwischen 90 und 290K.

Das RIN ist in Abb. 64 farbcodiert dargestellt. Die Werte im Pumpstrom sind logarithmisch aufgetragen, die RIN-Werte sind farbcodiert. Starkes Rauschen ist durch die blaue, niedriges Rauschen durch die rote Farbe gekennzeichnet. In der obersten Zeile ist der bereits bekannte Pumpstromverlauf des RIN bei Raumtemperatur dargestellt (siehe S.60 in Kapitel 3.2). Bei 100mA dominiert der GS-Beitrag die thermische Emission der QP-SLD und die spektrale Breite von 9THz resultiert in einem RIN von -127dB/Hz. Bei 340mA emittieren GS- und ES-Anteil gleich intensiv. Die spektrale Breite erhöht sich auf 19,3THz, das RIN geht in der Folge auf -129,7dB/Hz zurück. Mit zunehmendem Pumpstrom steigt es im ES-dominierten Bereich letztlich wieder auf -128dB/Hz an.

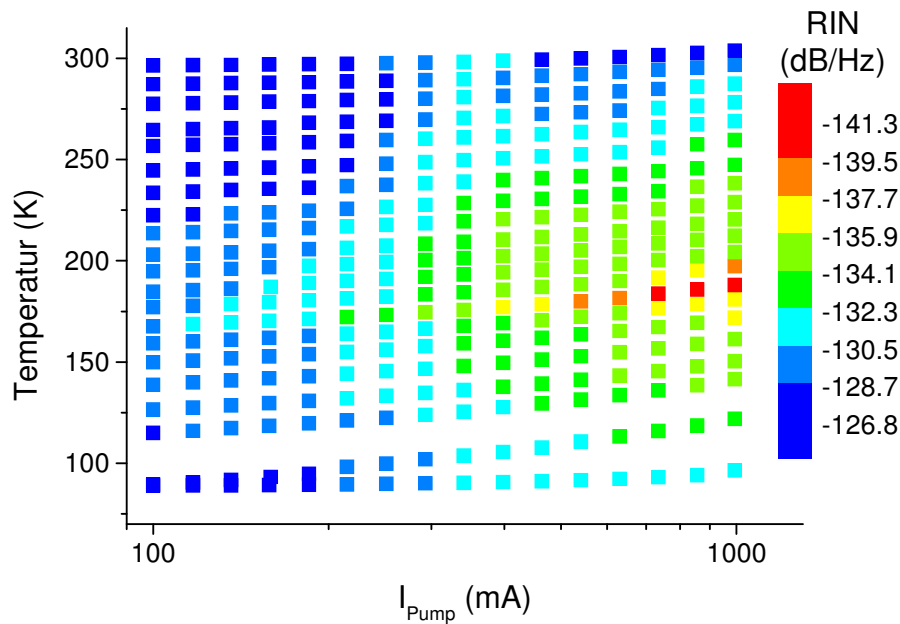


Abb. 64: Farbcodierte Darstellung der RIN-Werte als Funktion des Pumpstroms und der Temperatur.

Im Rest des Diagramms zeigt sich ein weiterer Bereich mit reduzierten Rauschwerten. Zwischen 100 und 250K und bei Pumpströmen oberhalb von 300mA treten RIN-Werte unterhalb von -132dB/Hz auf. Zudem existiert „ein Tal“ im Intensitätsrauschen, das im gleichen Temperaturbereich wie das Kohärenztal in Abb. 63 auftritt. Das minimale Rauschen von -143dB/Hz zeigt die Emission der QP-SLD bei der Temperatur von 190K und einem Pumpstrom von 1A an.

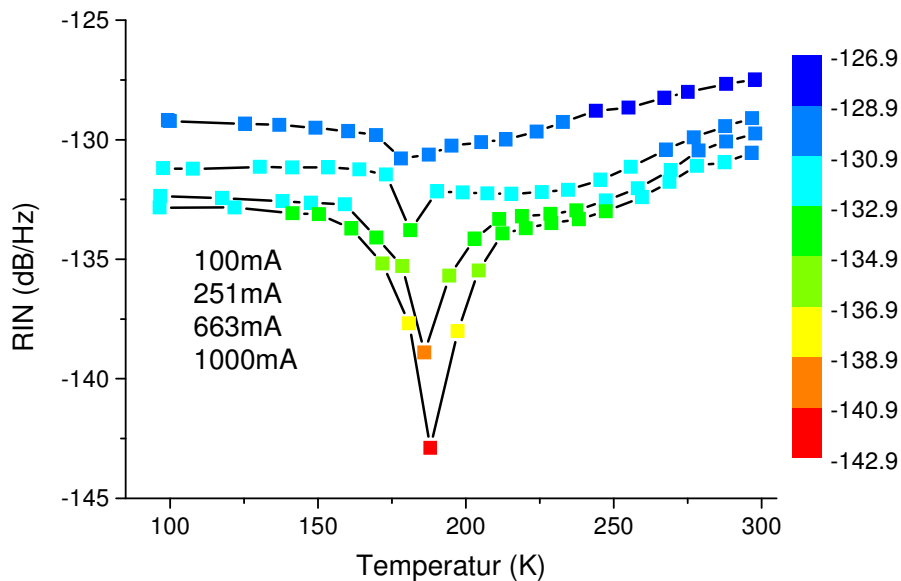


Abb. 65: RIN-Werte der QP-SLD bei 4 konstanten Pumpströmen als Funktion der Temperatur.

Für die quantitative Diskussion der Rauschreduktion bietet sich die Betrachtung von Schnitten durch das Konturdiagramm an. In Abb. 65 sind die RIN-Werte bei konstantem Pumpstrom als Funktion der Temperatur dargestellt. In den RIN-Schnitten zeigt sich ein deutliches Minimum im RIN bei Temperaturen um 190K. Zudem nimmt das RIN mit zunehmendem Pumpstrom ab. Für den RIN-Schnitt bei 100mA liegt bei 290K ein RIN von -127dB/Hz vor. Im Minimum bei 178K fällt es bis auf -130,8dB/Hz ab. Für noch tiefere Temperaturen nimmt das Rauschen wieder auf -129dB/Hz bei 90K zu. Im Vergleich zum RIN-Schnitt bei 100mA liegen die RIN-Werte bei 251mA Pumpstrom knapp 2dB/Hz tiefer. Das Tal im Rauschen ist hier deutlicher ausgeprägt. Im Minimum bei 182K beträgt das RIN -133,5dB/Hz. Die RIN-Werte bei 663mA liegen nochmal knapp 1dB/Hz unter den Werten von 251mA. Das minimale RIN von -139dB/Hz tritt im Rauschtal bei einer Temperatur von 185K auf und liegt damit knapp 6dB/Hz tiefer als in den angrenzenden Bereichen. Auch die RIN-Werte bei einem Pumpstrom von 1A liegen wiederum unter den Werten von 663mA. Von -130,8dB/Hz bei Raumtemperatur nehmen die RIN-Werte bis 220K zunächst leicht ab. Bei 188K liegt das absolute Minimum im RIN vor. Mit -143dB/Hz liegt das Rauschniveau 12dB/Hz unter dem Wert bei Raumtemperatur. Das Minimum im Rauschen wird somit bei der gleichen Temperatur angenommen, bei der auch der maximale Kohärenzgrad in zweiter Ordnung vorliegt. Generell ist der Temperaturverlauf den RIN-Schnitts und des zentralen Kohärenzgrads bei 1A Pumpstrom recht ähnlich.

Zum Abschluss der Ergebnispräsentation werden die experimentellen RIN-Schnitte mit den Theoriewerten für eine ideale thermische Quelle mit den spektralen Eigenschaften der QP-SLD verglichen, was die Abweichung der Emission vom thermischen Charakter unter Berücksichtigung der temperaturabhängigen spektralen Breite quantifiziert.

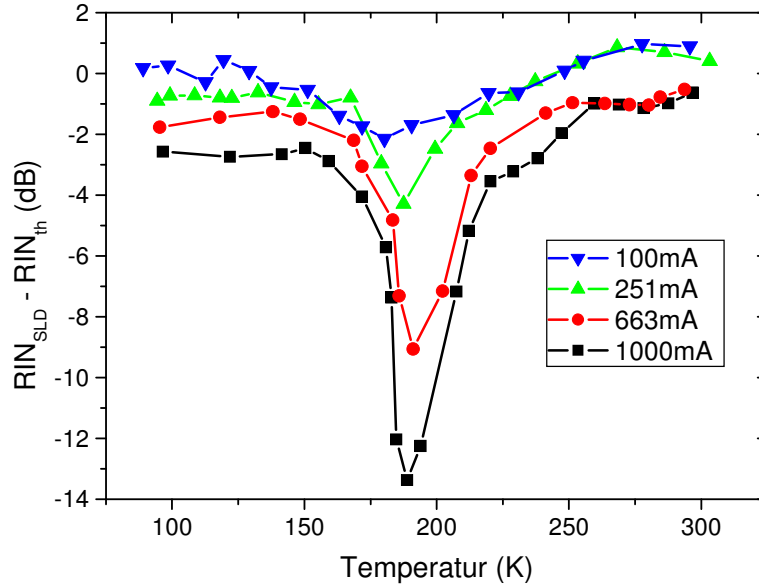


Abb. 66: Relative Abweichung der experimentellen RIN-Schnitte von den RIN-Werten einer idealen thermischen Quelle mit den optischen Eigenschaften der QP-SLD.

In Abb. 66 ist die logarithmische Differenz der experimentellen RIN-Werte der QP-SLD mit den theoretischen Werten einer idealen thermischen Quelle dargestellt. Die theoretischen Werte für die thermische Quelle wurden mit den gemessenen Werten für den Photostrom und der spektralen Breite der QP-SLD gemäß Gleichung (3.11) auf Seite 58 bestimmt. Je negativer die Differenz ausfällt, umso rauschärmer ist die Emission der QP-SLD im Vergleich zu einer Quelle mit rein thermischem Rauschcharakter. Auch in den Differenz-Schnitten zeigt sich ein deutliches Minimum um 190K.

---

Bei 100mA Pumpstrom liegt die QP-SLD bei 290K zunächst leicht über den theoretischen Werten. Mit abnehmender Temperatur wird die Differenz geringer, bis die SLD im Rauschtal schließlich 2dB rauschärmer als eine vergleichbare thermische Quelle ist. Für tiefere Temperaturen wird die Diskrepanz geringer. Bei 251mA Pumpstrom ist der Verlauf ähnlich. Die Reduktion im Rauschtal ist jedoch größer. Bei 180K liegt die QP-SLD -4dB unter dem Rauschniveau der thermischen Quelle. Bei einem Pumpstrom von 663mA liegt bereits bei Raumtemperatur eine Reduktion im Rauschen von -1dB vor. Im Tal liegt die Emission der QP-SLD sogar -9dB unter dem Rauschen der thermischen Quelle.

Die größte Rauschreduktion verglichen mit der thermischen Quelle tritt jedoch im Rauschtal bei einem Pumpstrom von 1A auf. Bei 190K liegt das Rauschen der QP-SLD -13dB unter dem Rauschen der thermischen Quelle. Um das Rauschniveau einer Quelle thermischen Charakters um 13dB zu reduzieren, müsste die spektrale Bandbreite auf das 20fache erhöht werden. Im Rauschtal würde dies einer spektralen Breite von 250THz oder 1200nm im Wellenlängenraum entsprechen.

Eindrucksvoll bestätigen die RIN-Werte die Modifikation des rein thermischen Rauschcharakters der QP-SLD. Die Zunahme in der Kohärenz zweiter Ordnung bei 190K schlägt sich direkt in einer Rauschreduktion gegenüber einer rein thermischen Quelle nieder. Aber auch bei anderen Temperaturen lässt sich bereits eine Reduktion im Rauschen feststellen. Bei Pumpströmen oberhalb von 663mA liegt das Rauschniveau der QP-SLD bereits bei Raumtemperatur leicht unter dem thermischen Rauschniveau. Hier liefert der ES den dominanten Emissionsbeitrag. Der spektrale Gewinn beginnt bereits mit der Modifikation des Kohärenzgrads in zweiter Ordnung. Mit abnehmender Temperatur nimmt der spektrale Gewinn des ES zu und mit ihm der Anteil stimulierter Emissionsprozesse, die die Kohärenz in zweiter Ordnung erhöhen. Unterhalb von 220K liegt die QP-SLD bei einem Pumpstrom von 1A knapp 3dB unter dem thermischen Rauschniveau. Hier ist die Abweichung vom thermischen Rauschcharakter nun so groß, dass auch im zentralen Kohärenzgrad zweiter Ordnung eine Reduktion eintritt. Unterhalb von 220K nimmt die Differenz zum thermischen Rauschniveau stark zu bis, bei 190K, schließlich die maximale Abweichung von 13dB erreicht wird. Das Intensitätsrauschen der QP-SLD ist hier um einen Faktor von 20 geringer als bei einer idealen thermischen Quelle. Um ein vergleichbares Rauschniveau über die Optimierung der Kohärenzeigenschaften in erster Ordnung unter Beibehaltung des thermischen Emissionscharakters zu realisieren, müsste die spektrale Bandbreite um das 20-fache erhöht werden. Dies ist jedoch mit den in Kapitel 4 vorgestellten Verfahren höchst unrealistisch und offenbart die neue Dimension der Rauschoptimierung durch die Kohärenzkontrolle in zweiter Ordnung.

Beim Übergang zu noch tieferen Temperaturen führt die thermische Entkopplung der individuellen Quantenpunkte zur Reduktion des ES-Gewinns und der hybride Emissionscharakter der QP-SLD kollabiert. Bei einem Pumpstrom von 1A und einer Temperatur von 90K liegt die SLD schließlich nur noch knapp 3dB unter dem thermischen Rauschniveau. Hier dominiert der GS-Anteil die Emission, der Gewinn ist hier vergleichbar mit dem Gewinn des ES-Anteils bei Raumtemperatur. Dementsprechend ist auch das Rauschniveau ähnlich. Für eine stärkere Zunahme in der Kohärenz zweiter Ordnung reicht der spektrale Gewinn des GS nicht aus.

Die Reduktion im Rauschtal lag mit 13dB deutlich unter dem thermischen Rauschniveau und stellt bereits eine für die Anwendung vielversprechende, rauscharme Emission dar. Beim Vergleich des minimalen Rauschlevels der QP-SLD von -143dB/Hz mit dem Schrotrauschniveau einer idealen kohärenten Quelle bei -172dB/Hz fällt jedoch auf, dass das Optimierungspotenzial der

---

Kohärenzkontrolle noch nicht vollständig ausgereizt ist. Hier müssen zukünftige Messungen an speziell optimierten Bauteilen klären, ob eine vollständige Reduktion auf das Schrotrauschniveau möglich ist. Für die untersuchte VN1035 ist, zumindest ohne Erhöhung des Pumpstroms, keine weitere Rauschoptimierung möglich.

Abschließend lässt sich der Einfluss der Kohärenz zweiter Ordnung auf das Rauschverhalten verstärkspontan emittierender Quellen folgendermaßen zusammenfassen: Die Kontrolle des Photonenemissionsprozesses über den spektralen Gewinn ermöglicht einen wohldosierten Eingriff in die Balance zwischen spontaner und stimulierter Emission in ASE Quellen und führt zur Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts.

Im konkreten Fall der QP-SLD VN1035 wurde das Verständnis der spektralen Ladungsträgerdynamik im Quantenpunkt-Gewinnmedium genutzt, um die Kohärenzeigenschaften in zweiter Ordnung über die Temperatur abzustimmen. Bei einer Temperatur von 190K und einem Pumpstrom von 1A wurde hybrid-kohärentes Licht mit folgenden Eigenschaften realisiert:

- Die optische Leistung betrug außerhalb des Kryostaten 4mW. Innerhalb des Kryostaten lag damit eine Leistung von über 100mW vor.
- Die Zentralwellenlänge der GS-Emission lag bei 1252nm, die der ES-Emission bei 1181nm. Die Gesamtemission dominierten die ES-Anteile.
- Die spektrale Breite betrug 12,5THz.
- Die zeitliche Kohärenzlänge in erster Ordnung lag bei  $24\mu\text{m}$ .
- Der zentrale Kohärenzgrad zweiter Ordnung betrug  $g^{(2)}(0)=1,33$ .
- Das RIN erreichte ein rauscharmes Niveau von -143dB/Hz.
- Die Reduktion gegenüber dem thermischen Rauschniveau betrug -13dB.
- Verglichen mit dem Schrotrauschniveau liegt ein Überschussrauschen von +30dB vor.

In diesem Kapitel konnte erstmals die Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts demonstriert werden. Mit der Erzeugung und der Charakterisierung des hybrid-kohärenten Lichtzustands in der QP-SLD ist somit ein zentrales Ziel dieser Arbeit erreicht. Zudem konnte die Realisierung anhand eines phänomenologischen Modells erklärt werden und ermöglichte so ein tieferes Verständnis der temperaturabhängigen Spektraldynamik niederdimensionaler Ladungsträgersysteme in Quantenpunkt-Gewinnmedien.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit befasst sich mit der Verbindung zwischen den zeitlichen Kohärenzeigenschaften und dem Intensitätsrauschen hybrid-kohärenter Lichtquellen. Bisher existieren Beschreibungen nur für die beiden klassischen Grenzfälle einer kohärenten und einer thermischen Quelle. Das Rauschniveau der hybrid-kohärenten Emission der QP-SLD liegt jedoch 13dB unter dem thermischen Rauschniveau und 30dB über dem Schrotrauschniveau. Die theoretische Beschreibung des RIN im Rauschtal anhand der beiden klassischen Grenzfälle ist also in höchstem Maße unbefriedigend. Auch ist die Verknüpfung zwischen den zeitlichen Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung und dem Intensitätsrauschen ungeklärt. Im nächsten Kapitel wird daher ein verallgemeinertes Rauschmodell vorgestellt, welches die Vorhersage des Rauschniveaus aus den Kohärenzeigenschaften auch für die Klasse hybrid-kohärenten Lichts ermöglicht.

---

## 6. Verallgemeinerte Beschreibung des Intensitätsrauschens für hybrid-kohärentes Licht

---

Bei hybrid-kohärentem Licht ist die Emission in erster Ordnung inkohärent, während der zentrale Kohärenzgrad in zweiter Ordnung,  $g^{(2)}(0)$ , Werte nahe 1 annimmt. Die Photonenzustandstatistik eines solchen, zugleich spektral-breitbandigen und kohärenten Lichtzustands liegt im Zwischenbereich der beiden klassischen Grenzfälle. Weder die Bose-Einstein-Statistik, gültig für thermische, inkohärente Quellen mit  $g^{(2)}(0)=2$ , noch die Poisson-Statistik einer kohärenten Quelle mit  $g^{(2)}(0)=1$  liefert hier eine zufriedenstellende Beschreibung des Intensitätsrauschens.

In diesem Kapitel wird daher ein neues, verallgemeinertes Rauschmodell formuliert, welches die beiden klassischen Grenzfälle einer thermischen und kohärenten Quelle kontinuierlich ineinander überführt und so auch die Beschreibung von hybrid-kohärenten Lichtzuständen ermöglicht, wie sie beispielsweise die QP-SLD bei 190K emittiert. Hierzu wird die bestehende Rauschbeschreibung thermischer Quellen um einen Kohärenzkoeffizienten  $\beta$  erweitert, der den hybrid-kohärenten Charakter der Emission quantifiziert und somit die Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung durch einen kontinuierlichen Parameter in die bestehende Rauschbeschreibung integriert.

Die experimentellen RIN-Werte wurden in dieser Arbeit mit der Methode der direkten Detektion gemessen. Die elektrische Bandbreite des verwendeten Detektionssystems liegt im MHz-Bereich und ist damit deutlich geringer als die optische Bandbreite der untersuchten Strahlung im THz-Bereich. Damit ist in einer verallgemeinerten Rauschbeschreibung die Berücksichtigung der Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung nicht in ihrer vollen Zeitentwicklung erforderlich. Vielmehr genügt, ähnlich wie bei den Kohärenzeigenschaften erster Ordnung (siehe Gleichung (3.11)), der integrierte, zeitlich gemittelte Wert. In Anlehnung an die Kohärenzzeit erster Ordnung  $\tau_{\text{coh}}^{(1)}$  (siehe Gleichung (2.4) auf S. 8) wird die Kohärenzzeit zweiter Ordnung folgendermaßen definiert:

$$\tau_{\text{coh}}^{(2)} = \int_{-\infty}^{\infty} (g^{(2)}(\tau) - 1) d\tau. \quad (6.1)$$

$\tau_{\text{coh}}^{(2)}$  beschreibt die zeitlichen Korrelationseigenschaften der Intensität in integraler Form. Die Korrelationszeit zweiter Ordnung nimmt für die beiden klassischen Grenzfälle folgende Werte an:

- Bei einer kohärenten Quelle folgen die Photonen der Poisson-Statistik und  $g^{(2)}(\tau)=1$  gilt für alle Zeiten  $\tau$ . Somit verschwindet der Integrand in Gleichung (6.1) und die Korrelationszeit in zweiter Ordnung ebenfalls, es gilt  $\tau_{\text{coh}}^{(2)} = 0$ .
- Bei der inkohärenten Quelle folgen die Photonen der Bose-Einstein-Statistik und die Kohärenzeigenschaften erster und zweiter Ordnung sind über die Siegert-Relation aus Gleichung (2.13) verknüpft. Die Korrelationszeit zweiter Ordnung reduziert sich durch Einsetzen der Siegert-Relation in Gleichung (6.1) auf die Korrelationszeit erster Ordnung:



$$\tau_{\text{coh}}^{(2)} = \int_{-\infty}^{\infty} (g^{(2)}(\tau) - 1) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} |g^{(1)}(\tau)|^2 d\tau = \tau_{\text{coh}}^{(1)}. \quad (6.2)$$

Der Kohärenzkoeffizient  $\beta$  charakterisiert nun den relativen Kohärenzgrad über das Verhältnis von  $\tau_{\text{coh}}^{(2)}$  zu  $\tau_{\text{coh}}^{(1)}$ :

$$\beta = \tau_{\text{coh}}^{(2)} / \tau_{\text{coh}}^{(1)}. \quad (6.3)$$

Ein  $\beta$  von 0 kennzeichnet also eine kohärente Photonenverteilung, die der Poisson-Statistik genügt. Für thermische Photonen nimmt  $\beta$  den Wert 1 an. Für hybrid-kohärente Strahlung in zweiter Ordnung nimmt  $\beta$  Werte zwischen 0 und 1 an, quantifiziert somit die Abweichung von den beiden klassischen Grenzfällen und beschreibt indirekt das Verhältnis von spontaner zu stimulierter Emission.

Als nächstes wird der Kohärenzkoeffizient in die bestehende Rauschbeschreibung integriert. Der Rauschcharakter einer Lichtquelle wird maßgeblich von der Art des Photonenemissionsprozesses beeinflusst. Im Fall der stimulierten Emission folgen die Photonen der Poisson-Statistik und das Intensitätsrauschen liegt auf Schrotrauschniveau. Im Fall der spontanen Emission folgen die Photonen der Bose-Einstein-Statistik und es tritt neben dem Schrotrauschterm noch ein weiterer Term auf, der das Überschussrauschen aufgrund des Photonenklumpens beschreibt. Der zusätzliche Rauschbeitrag durch spontane Emissionsprozesse beschränkt sich somit auf den Term des Überschussrauschens. Dies motiviert eine Unterteilung des generierten Photostroms in zwei Beiträge:  $\langle i \rangle = \langle i \rangle_{\text{stim}} + \langle i \rangle_{\text{sp}}$ .

Der Beitrag  $\langle i \rangle_{\text{stim}}$  rührt vom Anteil stimuliert-emittierter Photonen her, der Beitrag  $\langle i \rangle_{\text{sp}}$  vom Anteil spontan-emittierter Photonen. Zum Schrotrauschen tragen die stimulierten und spontanen Photoströme noch gleichermaßen bei. Im Überschussrauschen hingegen liefert nur der spontane Teil des Photostroms einen Beitrag. Die Unterteilung des Photostroms ermöglicht so eine verallgemeinerte Formulierung der RIN-Beschreibung  $RIN_{\text{gen}}$ , die auch für hybrid-kohärente Strahlung gültig ist. Dazu wird in der Beschreibung der Rauschleistungsdichte einer räumlich-kohärenten, polarisierten, thermischen Quelle der Photostrom  $\langle i \rangle$  im Term des Überschussrauschens durch den effektiven spontanen Photostrom  $\langle i \rangle_{\text{sp}} = \beta * \langle i \rangle$  ersetzt. Für eine elektrische Frequenzbandbreite von  $\Delta f = 1\text{Hz}$  ergibt sich somit die Rauschleistungsdichte einer hybrid-kohärenten Quelle  $S_{\text{gen}}$  zu:

$$S_{\text{gen}} = 2e\langle i \rangle + 2 \frac{\langle i \rangle_{\text{sp}}^2}{\Delta \nu}. \quad (6.4)$$

Die Leistungsnormierung liefert dann folgenden Ausdruck für das verallgemeinerte RIN:

$$RIN_{\text{gen}} = \frac{2e}{\langle i \rangle} + 2 \frac{\beta^2}{\Delta \nu}. \quad (6.5)$$

Im Gegensatz zur klassischen RIN-Beschreibung thermischer Quellen ist das Überschussrauschen um den Faktor  $\beta^2$  reduziert. Für  $\beta=0$  liefert  $RIN_{\text{gen}}$  den Grenzfall einer kohärenten Quelle, die ausschließlich Schrotrauschen zeigt. Für  $\beta=1$  ergibt sich der Grenzfall der polarisierten, thermischen Quelle, die Schrot- und Überschussrauschen aufweist. Für Zwischenwerte von  $\beta$  liegen die RIN-Werte dementsprechend zwischen dem Schrotrauschen einer kohärenten Quelle und dem Gesamtrauschen einer thermischen Quelle.



Nachdem das generalisierte Rauschmodell eingeführt wurde, soll dessen zuverlässige Beschreibung hybrid-kohärenter Lichtzustände am Beispiel der QP-SLD demonstriert werden. Exemplarisch erfolgt die Diskussion für die drei charakteristischen Temperaturen 290, 190 und 90K. Bei den Temperaturen von 290 und 90K dominiert der thermische Emissionscharakter der QP-SLD.

Die Kohärenzeigenschaften in erster und zweiter Ordnung sind gemeinsam in Abb. 67 dargestellt. In erster Ordnung ist der quadrierte Kohärenzgrad  $|g^{(1)}(\tau)|^2$ , in zweiter Ordnung der Integrand der Korrelationszeit  $g^{(2)}(\tau) - 1$  aufgetragen. Für thermisches Licht sollten die beiden Kurven aufgrund der Siegert-Relation perfekt übereinstimmen. Ergänzend sind auch die Korrelationszeiten  $\tau_{\text{coh}}^{(1)}$  und  $\tau_{\text{coh}}^{(2)}$  angegeben.

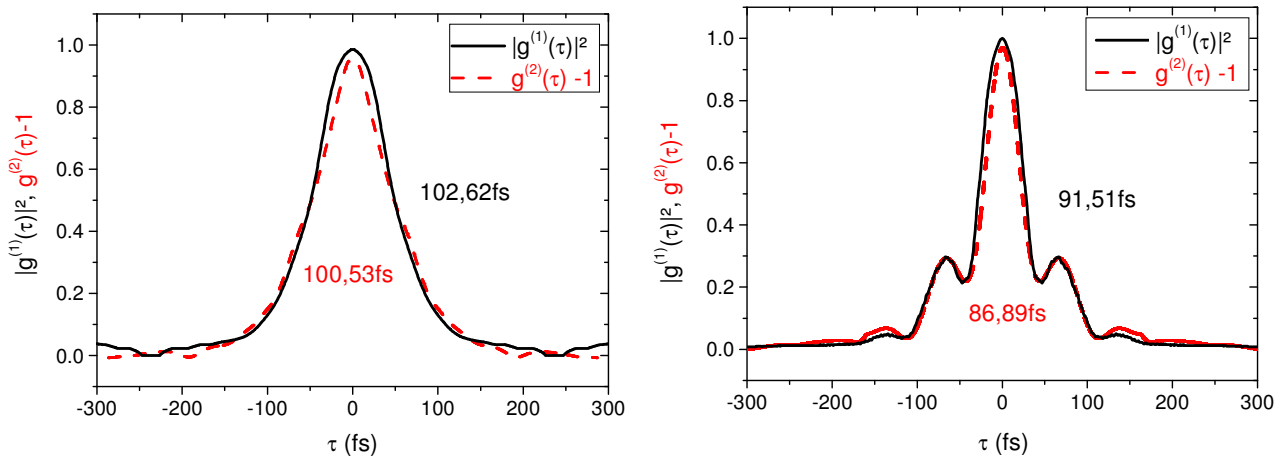


Abb. 67: Kohärenzgrad erster (schwarz) und zweiter Ordnung (rot) der QP-SLD bei 1A Pumpstrom und den Temperaturen 290K (links), 90K (rechts).

Bei den Temperaturen 290 (Abb. 67, links) und 90K (Abb. 67, rechts) bestätigt die gute Übereinstimmung im zeitlichen Verlauf der Kurven erster und zweiter Ordnung das thermische Korrelationsverhalten der QP-SLD mit vergleichbaren Korrelationszeiten. Bei 290K betragen die Korrelationszeiten in erster und zweiter Ordnung 102,6 und 100,5fs. Dies resultiert in einem nahezu thermischen Kohärenzkoeffizienten von  $\beta=0,98$ . Verglichen mit der rein-thermischen Rauschbeschreibung, ergibt sich in der verallgemeinerten RIN-Beschreibung eine Reduktion von -0,2dB/Hz.

Bei 90K liegen die Korrelationszeiten bei 91,5 und 86,9fs. Der Kohärenzkoeffizient von  $\beta=0,95$  nahe 1 bewirkt in der verallgemeinerten Rauschbeschreibung eine moderate Reduktion von -0,45dB gegenüber  $\text{RIN}_{\text{th}}$ .

Bei Temperaturen von 290 und 90K ist die Siegert-Relation somit in guter Näherung erfüllt. Das Rauschverhalten der QP-SLD wird zufriedenstellend durch das thermische Rauschmodell beschrieben. Die geringe Abweichung in den Korrelationszeiten führt zu einer nur moderaten Reduktion in den verallgemeinerten RIN-Werten, wie sie auch im Experiment beobachtet wurden. Prinzipiell ist bei diesen Temperaturen die Kenntnis der Kohärenzeigenschaften in erster Ordnung also ausreichend, um eine zuverlässige Vorhersage für das Intensitätsrauschen zu treffen.

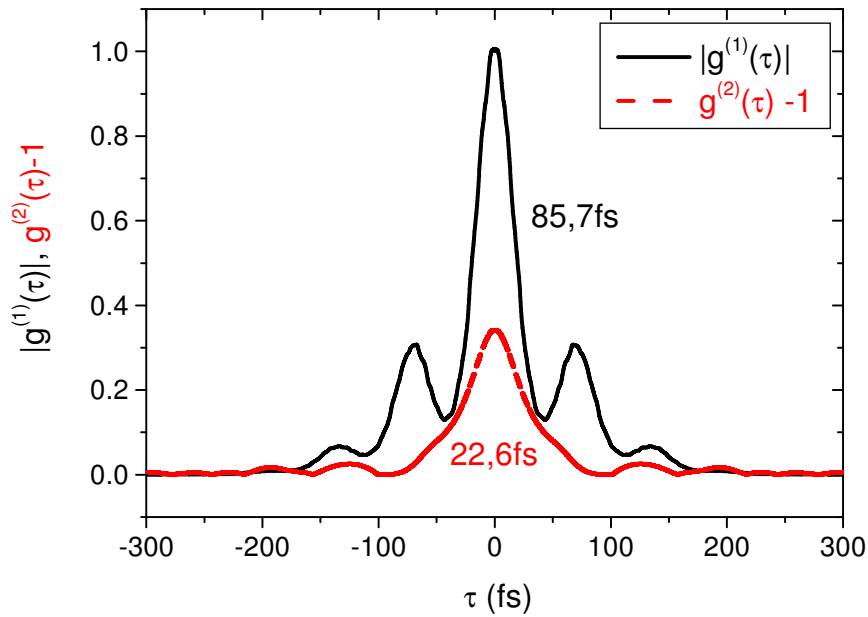


Abb. 68: Kohärenzgrad erster (schwarz) und zweiter Ordnung (rot) der QP-SLD bei 1A Pumpstrom und 190K.

Gänzlich anders verhält es sich bei der Temperatur von 190K. Hier emittiert die QP-SLD hybrid-kohärentes Licht mit einem zentralen Kohärenzgrad von nur  $g^{(2)}(0)=1,33$ . In Abb. 68 zeigt sich nun eine deutliche Abweichung zwischen den Kurven erster und zweiter Ordnung. Einerseits ist der zentrale Wert von nahezu 1 in erster Ordnung auf 0,33 in zweiter Ordnung reduziert, andererseits sind auch die Flächen unter beiden Kurven stark unterschiedlich. Die Siegert-Relation ist hier nicht mehr gültig. Dementsprechend verschieden sind die Korrelationszeiten, in erster Ordnung beträgt sie 85,7fs, in zweiter Ordnung nur noch 22,6fs. Hieraus ergibt sich ein  $\beta$  nahe 0 von nur 0,26. Eingesetzt in die verallgemeinerte Rauschbeschreibung resultiert eine Rauschreduktion von -11,6dB/Hz unter das thermische Rauschniveau. Diese Differenz liegt in der gleichen Größenordnung wie die experimentell beobachtete Reduktion von -13dB in Kapitel 5 und bestätigt somit die Gültigkeit der verallgemeinerten Rauschbeschreibung.

Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass sich die Kohärenzeigenschaften zweiter Ordnung in integrierter Form aus dem experimentell bestimmten Intensitätsrauschen ableiten lassen. Die Rauschmessung im MHz-Bereich enthält somit Informationen zum Kohärenzgrad in erster und zweiter Ordnung auf optischen Zeitskalen, und kann bereits erste Hinweise auf die Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts liefern.

Die Erzeugung des hybrid-kohärenten Lichtzustands beschränkt sich dabei nicht nur auf Superlumineszenzdiolen mit Quantenpunkt-Gewinnmedien. So konnte im Rahmen dieser Arbeit die hybrid-kohärente Emission auch an Quantenfilm-Superlumineszenzdiolen demonstriert werden [146]. Die hohe spektrale Verstärkung des QW-Gewinnmaterials ermöglichte hier sogar die Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts bei Raumtemperatur, mit einer spektralen Breite von 11,5THz und einem Laser-ähnlichen Kohärenzgrad von  $g^{(2)}(0)=1,3$ . Im Intensitätsrauschen konnte die Reduktion von -8dB gegenüber dem thermischen Rauschniveau durch das verallgemeinerte Rauschmodell ebenfalls erfolgreich reproduziert werden. Die Untersuchungen an der QW-SLD vervollständigen das Bild der

---

Lichterzeugung in verstärkt-spontan emittierenden Lichtquellen und bestätigen deren Potenzial zur Erzeugung hybrid-kohärenter Lichtzustände.

In diesem Kapitel wurde ein weiteres, zentrales Ziel dieser Arbeit, die Formulierung einer theoretischen Beschreibung für das Intensitätsrauschen hybrid-kohärenter Quellen, erreicht.

Die vorgestellte, verallgemeinerte Formulierung des Rauschverhaltens verbindet dabei die beiden klassisch bekannten Rauschmodelle für rein-kohärente und rein-thermische Quellen und ermöglicht so eine präzise, theoretische Beschreibung der faszinierenden Klasse hybrid-kohärenter Lichtzustände. Darüber hinaus verdeutlicht die verallgemeinerte Rauschbeschreibung die zentrale Rolle des Photonenemissionsprozesses, dessen Einfluss über die Korrelationseigenschaften zweiter Ordnung, in Form des hier eingeführten Kohärenzkoeffizienten  $\beta$ , in das bestehende, thermische Rauschmodell integriert wurde.

Als Ausblick lässt sich anhand der verallgemeinerten Rauschbeschreibung ableiten, dass für die Realisierung besonders rauscharmer, breitbandiger Lichtquellen der Anteil der stimulierten Emission in verstärkt-spontan emittierenden Lichtquellen weiter erhöht werden muss, um den Kohärenzgrad in zweiter Ordnung zu optimieren. Allerdings werden hierdurch die ohnehin schon hohen Anforderungen an die Wellenleiterstruktur der Lichtquelle zur Unterdrückung der modalen Emission noch weiter zunehmen.

---

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

---

Bisher war die Emission einer Lichtquelle kohärent, inkohärent oder partiell kohärent, also ein Mischzustand aus den beiden Grenzfällen. Eine unabhängige Manipulation des Kohärenzgrads in erster und zweiter Ordnung auf optischen Zeitskalen war nicht möglich, und begründete so ein fundamentales Paradigma der Quantenoptik, wonach spektral-breitbandiges, thermisches Licht nicht kohärent in zweiter Ordnung sein kann.

**Dieses fundamentale Paradigma der Quantenoptik wurde in dieser Arbeit widerlegt.**

Über die Kontrolle des Photonenemissionsprozesses wurde der Kohärenzgrad in zweiter Ordnung unabhängig vom Kohärenzgrad in erster Ordnung modifiziert. Hierdurch gelang die erstmalige, experimentelle Erzeugung von Licht, welches gleichzeitig thermisch in erster und laserartig in zweiter Ordnung ist und damit eine faszinierende, neue Klasse von hybrid-kohärenten Lichtzuständen darstellt.

Konkret wurde breitbandiges, nahinfrarotes Licht mit einer spektralen Breite von 12,5THz bei einem zentralen Kohärenzgrad von 1 in erster und einem kontinuierlich durchstimbaren Kohärenzgrad von 2,0 bis 1,33 in zweiter Ordnung demonstriert.

Dazu wurde ein wohldefinierter Eingriff in die delicate Emissionsbalance zwischen spontaner und stimulierter Emission in einer verstärkt-spontan emittierenden Quantenpunkt-Superlumineszenzdiode (QP-SLD) vorgenommen. Ausgehend vom thermischen Emissionscharakter der QP-SLD bei Raumtemperatur wurde der Anteil kohärenzerzeugender, stimulierter Emissionsprozesse durch eine Reduktion der thermischen Verlusten bei tiefen Temperaturen erreicht. Hierdurch ließ sich der spektrale Gewinn der Emission erhöhen und der Kohärenzgrad in zweiter Ordnung schließlich bis auf 1,33 reduzieren, und dies, ohne dabei die spektrale Breitbandigkeit der Emission einzuschränken.

Die Zunahme im spektralen Gewinn konnte über die Anpassung eines bestehenden phänomenologischen Modells, dass die Verteilung der Ladungsträger auf die einzelnen Energieniveaus beschreibt, erklärt werden und gewährte so Einblicke in die einzigartige, stark temperaturabhängige, spektrale Ladungsträgerdynamik des inhomogen-verbreiterten, niedrigdimensionalen Quantenpunktsystems. So führt die Kondensation von Ladungsträgern im absoluten, energetischen Grundzustand des Quantenpunktensembles bei der ausgezeichneten Temperatur von 190K zu einer Maximierung der Besetzungswahrscheinlichkeit und des spektralen Gewinns. Bei Temperaturen unterhalb von 190K kollabiert die globale Fermi-Verteilung. In der Folge bricht die Ladungsträgerdiffusion zwischen den individuellen Quantenpunkten zusammen und der spektrale Gewinn nimmt mit sinkender Temperatur wieder ab.

Die Erzeugung des hybrid-kohärenten Lichtzustands stimuliert damit einerseits das fundamentale physikalische Interesse nach der Entstehung von Licht, fördert andererseits aber auch das Verständnis niederdimensionaler, Halbleiter-Ladungsträgersysteme und kombiniert so die faszinierenden Welten der Quantenoptik und der Quantenpunkte.

Basierend auf der gewonnenen Kenntnis der Kohärenzeigenschaften der QP-SLD in zweiter Ordnung auf Femtosekunden-Zeitskalen konnte zudem der Zusammenhang zwischen den ultraschnellen

---

Intensitätskorrelationen und dem Intensitätsrauschen einer Lichtquelle geklärt und zur Rauschoptimierung genutzt werden.

Beim Vergleich des Intensitätsrauschens der QP-SLD mit den kohärenten und thermischen Rauschmodellen zeigte sich der thermische Emissionscharakter der QP-SLD bei Raumtemperatur. Zusätzlich zum Schrotrauschen einer kohärenten Quelle tritt bei thermischen Quellen Überschusssrauschen auf, das von den Kohärenzeigenschaften erster Ordnung abhängt. Für den Betrieb der QP-SLD bei Raumtemperatur wurden Strategien zur Rauschreduktion abgeleitet, die auf die Modifikation der Kohärenzeigenschaften erster Ordnung abzielten. Mit dem Verfahren der spektral-selektiven Rückkopplung und der inkohärenten Lichtquellenkopplung konnten, über die Erhöhung der spektralen Breite, Rauschreduktionen von bis zu 30% erreicht werden.

Bei tiefen Temperaturen zeigten sich im Intensitätsrauschen jedoch starke Abweichungen vom thermischen Rauschmodell. Im Fall der hybrid-kohärenten Emission bei 190K lag das relative Intensitätsrauschen der QP-SLD um einen Faktor von 20 unter dem thermischen Rauschniveau und verlangte nach einer verallgemeinerten Rauschbeschreibung, die neben den Kohärenzeigenschaften erster Ordnung auch den Kohärenzgrad in zweiter Ordnung berücksichtigt. Hierzu wurde ein Kohärenzkoeffizient eingeführt, der den Kohärenzgrad in zweiter Ordnung charakterisiert, den Beitrag des Überschusssrauschens im thermischen Rauschmodell auf den Anteil der spontanen Emissionsprozesse beschränkt und so die bisherigen kohärenten und thermischen Grenzfälle kontinuierlich ineinander überführt. Letztlich konnte das Rauschverhalten hybrid-kohärenter Lichtquellen durch das verallgemeinerte Rauschmodell präzise vorhergesagt werden.

Der hybrid-kohärente Lichtzustand eröffnet einerseits eine weite Spielwiese für vielfältige wissenschaftliche Untersuchungen zur Quantennatur des Lichts, ist andererseits aber auch für die Anwendung in optischen Systemen interessant. So wird beispielsweise auf dem Gebiet der interferometrischen Messtechnik eine spektral-breitbandige und rauscharme Lichtquelle benötigt. Basierend auf dem vorgestellten Rauschmodell lassen sich hier vielversprechende Strategien zur Optimierung zukünftiger Bauteile ableiten.

Im Rahmen der Arbeit wurde hybrid-kohärentes Licht erstmals experimentell realisiert und charakterisiert. Zur Beschreibung des modifizierten Rauschverhaltens wurde ein verallgemeinertes Rauschmodell vorgestellt. Es konnten jedoch nicht alle Fragen vollständig geklärt werden. So müssen zukünftige Untersuchungen zeigen, ob sich eine allgemeine Schwelle für den spektralen Gewinn angeben lässt, oberhalb der hybrid-kohärente Emission eintritt. Hier bietet sich neben dem Pumpstrom und der Temperatur auch die optische Rückkopplung als zusätzlicher Freiheitsgrad zur Modifikation des Kohärenzgrads in zweiter Ordnung an. Insbesondere können dabei die Intensitätskorrelationen im Übergangsbereich von verstärkt-spontaner Emission zu rückkopplungsinduzierter Lasertätigkeit analysiert werden, um zu einem tieferen Verständnis des hybrid-kohärenten Lichtzustands beitragen. Auch ist ungeklärt, ob der zentrale Kohärenzgrad von 1,33 in zweiter Ordnung ein fundamentales Limit bei der Erzeugung hybrid-kohärenten Lichts darstellt, oder ob speziell optimierte Lichtquellen die breitbandige Emission zukünftig sogar am Standardquantenlimit, also mit  $g^{(2)}(0)=1$  ermöglichen. Abschließend sei noch auf die Untersuchung spektral-aufgelöster Intensitätskorrelationen hingewiesen, die gerade im Fall der Quantenpunkt-Gewinnmedien faszinierende Einblicke in die Welt niedrigdimensionaler Quantensysteme verspricht.

---

## 8. Summary

---

In Quantum Optics, there has always been the paradigm that a monochromatic laser emits photons with an intensity correlation of one whereas spectrally broadband incoherent light from a thermal source exhibits an enhanced intensity correlation of two, inevitably connected to photon bunching.

In this thesis, we break this fundamental paradigm by realizing spectrally broadband light with a laser-like normalized intensity correlation coefficient of 1.33 in a single optoelectronic emitter.

By controlling the photon emission process in a temperature-tuned Quantum Dot superluminescent diode we reduce the intensity correlations from 2 to 1.33 thus approaching the ultimate classical laser limit of 1, while maintaining the incoherent emission character in first-order with a spectral bandwidth of 12.5THz. Thereby, we stimulate not only the Quantum Optics community addressing the perpetual scientific interest in the quantum nature of light, but also develop an ideal, intensity-stabilized light source for low coherent light applications and many other interdisciplinary fields of science.

The first experimental realization of hybrid-coherent light was achieved by a careful modification of the delicate photon emission process hierarchy of a Quantum Dot superluminescent diodes' amplified spontaneous emission. Utilizing the fascinating and unique temperature-dependence of zero-dimensional semiconductor charge carrier systems, we increase the fraction of stimulated emission by an enhancement of spectral gain at low temperatures that finally increases the degree of 2<sup>nd</sup>-order coherence with a reduced zero-lag value of  $g^{(2)}(0)=1.33$ .

To explain the generation and also the tunability of our hybrid-coherent state of light, we adopt a phenomenological model that predicts the condensation of injected charge carriers into the globally lowest energy state of the strongly inhomogeneously-broadened semiconductor Quantum Dot ensemble at a temperature of 190K, thereby combining the fascinating worlds of Quantum Optics and semiconductor Quantum Dots.

By the joint investigations of coherence and relative intensity noise properties we demonstrate, that the reduced photon-bunching on a femtosecond time scale at 190K also induces reduced intensity noise in the nanosecond regime. We find an intensity noise reduction of 13dB below the noise level of that of a thermal source which is typically assumed for ASE sources.

This motivates the formulation of a generalized intensity noise description for ASE sources that contains the Shot Noise contribution but also accounts for first- and second-order coherence properties reflecting the process of light generation to properly describe the intensity noise behavior of hybrid-coherent light. We introduce a coherence-coefficient to the existing noise description of a thermal light source that quantifies the deviation from an ideal chaotic source in 2<sup>nd</sup>-order and unifies the noise description of thermal and coherent sources. Here, we find excellent agreement between the hybrid-coherent intensity noise values and this new description with the perspective of particular interesting consequences for the realization of low-noise broadband emitters.

---

We presented the first experimental realization of a new, fascinating class of light states and introduced a generalized intensity noise description. Thereby, this thesis serves as a pioneering starting point for future investigations, where the most obvious are the definition of a general threshold condition in the spectral gain for the generation of hybrid coherent light and to completely reach the classical correlation limit of  $g^{(2)}(0)=1$  with spectrally broadband emission. For a deeper understanding of the hybrid-coherent photon state the analysis of the transition from amplified-spontaneous- to laser emission induced by optical feedback is suggested. Exhibiting a particular interesting spectral emission-state-hierarchy, Quantum Dot gain media provide the unique possibility to investigate spectrally-resolved intensity correlations in an equally intense two-state emission regime from a single light source promising a deeper insight into quantized semiconductor charge carrier systems.



---

## 9. Literaturverzeichnis

---

- [1] C. Huygens, *Traité de la lumière.*, 1690.
- [2] T. Young, *A Course of Lectures on Natural Philosophy and the Mechanical Arts.* London: J. Johnson, 1807.
- [3] J.C. Maxwell, "A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field," *Phil. Trans.*, vol. 155, p. 459, 1865.
- [4] M. Planck, "Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum," *Verhandl. Deutsch. phys. Ges.*, vol. 2, p. 245, 1900.
- [5] A. Einstein, "Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems," *Physik. Z.*, vol. 10, p. 185, 1909.
- [6] L. Mandel and E. Wolf, *Selected Papers on Coherence & Fluctuations of Light (1850-1966).*: SPIE Optical Engineering Press, 1990.
- [7] R. Hanbury-Brown and R. Twiss, "Correlation between photons in two coherent beams of light," *Nature*, vol. 177, p. 27, 1956.
- [8] R. Glauber, "The quantum theory of optical coherence," *Phys. Rev.*, vol. 130, no. 6, p. 2529, 1963.
- [9] A. Einstein, "Method for the determination of the statistical values of observations concerning quantities subject to irregular fluctuations," *Arch. Sci. Phys. et Natur.*, vol. 37, p. 254, 1914.
- [10] L. Mandel and E. Wolf, *Selected Papers on Coherence and Fluctuations of Light.* Dover, 1971.
- [11] J.W. Goodman, *Statistical optics.* New York: Wiley-Interscience, 1985.
- [12] T.H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, vol. 187, p. 493, 1960.
- [13] J.L. Hall, M. Notcutt, and J. Ye, "IMPROVING LASER COHERENCE," JILA, University of Colorado and National Institute of Standards and Technology, Boulder, CO, 2006.
- [14] H.A. Haus, *Electromagnetic Noise and Quantum Optical Measurements*, 1st ed.: Springer, 2000.
- [15] H.A. Bachor and T.C. Ralph, *A Guide to Experiments in Quantum Optics.*: Wiley VCH, 2004.
- [16] F.T. Arecchi, E. Gatti, and A. Sona, "Time distribution of photons from coherent and gaussian sources," *Phys. Lett.*, vol. 20, p. 27, 1966.
- [17] R. Loudon, *The quantum theory of light.*: Oxford University Press, 1983.
- [18] D. Huang et al., "Optical coherence tomography," *Science*, vol. 254, p. 1178, 1991.
- [19] J.-J. Greffet et al., "Coherent emission of light by thermal sources," *Nature*, vol. 416, p. 61, 2002.
- [20] J.M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, p. 1135, 2006.
- [21] M. Nikodem and K. Abramski, "Controlling the frequency of the frequency-shifted feedback fiber laser using injection-seeding technique," *Opt. Commun.*, vol. 283, p. 2202, 2010.
- [22] S.K. Turitsyn et al., "Random distributed feedback fibre laser," *Nat. Photon.*, vol. 4, p. 231, 2010.
- [23] D.S. Wiersma, "The physics and applications of random lasers," *Nature Phys.*, vol. 4, p. 359, 2008.
- [24] L. Allen and G.I. Peters, "Amplified spontaneous emission, I. The threshold condition," *J. Phys. A: Gen. Phys.*, vol. 4, p. 238, 1971.
- [25] L. Allen and G.I. Peters, "Amplified spontaneous emission, II. The connection with laser theory," *J. Phys. A: Gen. Phys.*, vol. 4, p. 377, 1971.
- [26] L. Allen and G. I. Peters, "Amplified spontaneous emission III. Intensity and saturation," *J. Phys. A: Gen. Phys.*, vol. 4, p. 564, 1971.
- [27] L. Allen and G.I. Peters, "Amplified spontaneous emission IV. Beam divergence and spatial coherence," *J. Phys. A: Gen. Phys.*, vol. 5, p. 546, 1972.
- [28] J.S. Lee, Y.C. Chung, and D.J. DiGiovanni, "Spectrum-sliced fiber amplifier light source for

- multichannel WDM applications , " *IEEE Photon. Techn. Lett.*, vol. 5, p. 1458, 1993.
- [29] T. Saitoh and T. Mukai, "1.5  $\mu\text{m}$  GaInAsP traveling-wave semiconductor laser amplifier , " *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, p. 1010, 1987.
- [30] T.-P. Lee, C.A. Burrus Jr., and B.I. Miller, "A stripe-geometry double-heterostructure amplified-spontaneous-emission (superluminescent) source," *IEEE J. Quantum. Electron.*, vol. QE-9, p. 820, 1973.
- [31] N.B. Abraham and S.R. Smith, "Stimulated versus spontaneous emission as a cause of photon correlations," *Phys. Rev. A*, vol. 15, p. 421, 1977.
- [32] S.M. Pietralunga, P. Martelli, and M. Martinelli, "Photon statistics of amplified spontaneous emission in a dense wavelength-division multiplexing regime," *Opt. Lett.*, vol. 28, p. 152, 2003.
- [33] D.B. Scarf, "Measurements of photon correlations in partially coherent light.," *Phys. Rev.*, vol. 175, p. 1661, 1968.
- [34] F. Boitier, A. Godard, E. Rosencher, and C. Fabre, "Measuring photon bunching at ultrashort timescale by two-photon absorption in semiconductors," *Nat. Phys.*, vol. 5, p. 267, 2009.
- [35] R.C. Ashoori, "Electrons in artificial atoms," *Nature*, vol. 379, p. 413, 1996.
- [36] D. Goldhaber-Gordon et al., "Kondo effect in a single-electron transistor," *Nature*, vol. 391, p. 156, 1998.
- [37] P. Michler et al., "A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device," *Science*, vol. 290, p. 2282, 2000.
- [38] E. Wolf and L. Mandel, *Optical coherence and quantum optics.*: Cambridge University Press, 1995.
- [39] R. Glauber, *Quantum Theory of Optical Coherence: selected papers and lectures*, Wiley VCH, Ed. Weinheim, 2007.
- [40] R. Müller, *Rauschen.*: Springer Verlag, 1990.
- [41] Z.Y. Zhang, R.A. Hogg, X.Q. Lv, and Z.G. Wang, "Self-assembled quantum-dot superluminescent light-emitting diodes," *Adv. Opt. Photon.*, vol. 2, p. 201, 2010.
- [42] A. Hayat, A. Nevet, and M. Orenstein, "Ultrafast partial measurement of fourth-order coherence by HBT interferometry of upconversion-based autocorrelation," *Opt. Lett.*, vol. 35, p. 793, 2010.
- [43] N. Wiener, "Generalized Harmonic Analysis," *Acta. Math.*, vol. 55, p. 117, 1930.
- [44] A. Khintchine, "Korrelationstheorie der stationären stochastischen Prozesse," *Math. Ann.*, vol. 109, p. 604, 1934.
- [45] L. Mandel, "Fluctuations of Photon Beams: The Distribution of the Photo-Electrons," *Proc. Phys. Soc. (London)*, vol. 74, p. 233, 1959.
- [46] P.H. van Cittert, "Die Wahrscheinliche Schwingungsverteilung in Einer von Einer Lichtquelle Direkt Oder Mittels Einer Linse Beleuchteten Ebene," *Physica*, vol. 1, p. 201, 1934.
- [47] F. Zernicke, "The concept of degree of coherence and its application to optical problems," *Physica*, vol. 5, p. 785, 1938.
- [48] A.A. Michelson, "On the application of interference methods to astronomical measurements," *Astrophys. J.*, vol. 51, p. 257, 1920.
- [49] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, "A new type of interferometer for use in radio astronomy," *Phil. Mag.*, vol. 45, p. 663 , 1954.
- [50] H.P. Yuen and J.H. Shapiro, "Optical communication with two-photon coherent states-Part I: Quantum-state propagation and quantum-noise," *IEEE Trans. Inform. Theory*, vol. 24, p. 657, 1978.
- [51] H.P. Yuen and J.H. Shapiro, "Optical communication with two-photon coherent states-Part III: Quantum measurements realizable with photoemissive detectors," *IEEE Trans. Inform. Theory*, vol. 26, p. 78, 1980.
- [52] J.H. Shapiro, H.P. Yuen, and J.A. Machado Mata, "Optical communication with two-photon

- coherent states-Part II: Photoemissive detection and structured receiver performance," *IEEE Trans. Inform. Theory*, vol. 25, p. 179, 1979.
- [53] H.J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel, "Photon antibunching in resonance fluorescence," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 691, 1977.
- [54] J.D. Cresser, J. Haeger, G. Leuchs, M. Rateike, and H. Walther, *Dissipative systems in quantum optics Resonance Florescence, Optical (Topics in Current Physics)*, Springer, Ed.: Bonifacio, R., 1982.
- [55] J.G. Walker and E. Jakeman, "Photon-antibunching by use of a photoelectron-event-triggered optical shutter," *Opt. Acta*, vol. 32, p. 1303, 1985.
- [56] P. Grangier, C. Roger, A. Aspect, A. Heidmann, and S. Reynaud, "Observation of photon antibunching in phase-matched multiatom resonance," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, p. 687, 1986.
- [57] F. Boitier et al., "Photon extrabunching in ultrabright twin beams measured by two-photon counting in a semiconductor," *Nat. Commun.*, vol. 2, p. 425, 2011.
- [58] J.M. Schmitt, "Optical coherence tomography (OCT): a review," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 5, p. 1205, 1999.
- [59] A.F. Fercher, W. Drexler, C.K. Hitzenberger, and T. Lasser, "Optical coherence tomography – principles and applications," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 66, p. 239, 2003.
- [60] T.J. Kane and R.L. Byer, "Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser," *Opt. Lett.*, vol. 10, p. 65, 1985.
- [61] D.F. Walls, "Evidence for the quantum nature of light," *Nature*, vol. 280, p. 451, 1979.
- [62] D.F. Walls, "Squeezed states of light," *Nature*, vol. 306, p. 141, 1983.
- [63] S. Inoue, S. Lathi, and Y. Yamamoto, "Longitudinal-Mode-Partition Noise and Amplitude Squeezing in Semiconductor Lasers," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. B 14, p. 2761, 1997.
- [64] J.P. Hermier et al., "Spatial Quantum Noise of Semiconductor Lasers," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. B16, p. 2140, 1999.
- [65] F. Koyama, K. Morito, and K. Iga, "Intensity Noise and Polarization Stability of GaAlAs-GaAs Surface Emitting Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, p. 1410, 1991.
- [66] A. Kovsh et al., "Quantum dot laser with 75 nm broad spectrum of emission," *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 793, 2007.
- [67] H.P. Weber and H.G. Danielewyer, "Multimode Effects in Intensity Correlation Measurements," *Phys. Rev. A*, vol. 2, p. 2074, 1970.
- [68] H. Hodara, "Statistics of thermal and laser radiation," *Proc. IEEE*, vol. 53, p. 696, 1965.
- [69] E. Alarousu, L. Krehut, T. Prykäri, and R. Myllylä, "Study on the use of optical coherence tomography in measurements of paper properties," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 16, p. 1131, 2005.
- [70] W.K. Burns, C.L. Chen, and R.P. Moeller, "Fiber-optic gyroscopes with broad-band sources," *J. Lightw. Technol.*, vol. 1, p. 98, 1983.
- [71] K. Boehm, P. Marten, K. Petermann, E. Weidel, and R. Ulrich, "Low-drift fibre gyro using a superluminescent diode," *Electron. Lett.*, vol. 17, p. 352, 1981.
- [72] J. Boeck and M. C. Amann, "High efficiency superluminescent diodes for optical-fibre transmission," *Electron. Lett.*, vol. 15, p. 41, 1979.
- [73] F.V. Kowalski, S.J. Shattil, and P.D. Hale, "Optical pulse generation with a frequency shifted feedback laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, p. 734, 1988.
- [74] J. von Neumann, *Collected Works.*: Pergamon Press, 1963.
- [75] H. Kroemer, "A Proposed Class of Heterojunction Injection Lasers," *Proc. IEEE*, vol. 51, p. 1782, 1963.
- [76] H. Sakaki, "Scattering Suppression and High-Mobility Effect of Size-Quantized Electrons in Ultrafine Semiconductor Wire Structures," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 19, p. 735, 1980.

- 
- [77] R. Dingle, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, "Direct Observation of Superlattice Formation in a Semiconductor Heterostructure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 34, p. 1330, 1975.
- [78] D.V. Regelman et al., "Semiconductor Quantum Dot: A Quantum Light Source of Multicolor Photons with Tunable Statistics," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, p. 257401, 2001.
- [79] N. Akopian, L. Wang, A. Rastelli, O. G. Schmidt, and V. Zwiller, "Hybrid semiconductor-atomic interface: slowing down single photons from a quantum dot," *Nat. Photon.*, vol. 5, p. 230, 2011.
- [80] A.J. Shields, "Semiconductor quantum light sources," *Nat. Photon.*, vol. 1, p. 215, 2007.
- [81] U. Bockelmann and T. Egeler, "Electron relaxation in quantum dots by means of Auger processes," *Phys. Rev. B*, vol. 46, p. 15574, 1992.
- [82] P. Bardella, M. Rossetti, and I. Montrosset, "Modeling of Broad-Band Chirped Quantum-Dot Super-Luminescent Diodes," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 15, p. 785, 2009.
- [83] O. Stier, M. Grundmann, and D. Bimberg, "Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band  $k^*p$  theory," *Phys. Rev. Lett. B*, vol. 59, p. 5688, 1999.
- [84] V. Buhro and W. Colvin, "Semiconductor nanocrystals: Shape matters," *Nat. Mater.*, vol. 2, p. 138, 2003.
- [85] Y. Arakawa and H. Sakaki, "Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 20, p. 939, 1982.
- [86] R. Paul, *Halbleiterphysik*: Teubner Verlag, 1983.
- [87] A.J. Williamson, L.W. Wang, and A. Zunger, "Theoretical interpretation of the experimental electronic structure of lens-shaped self-assembled InAs/GaAs quantum dots," *Phys. Rev. B*, vol. 62, p. 12963, 2000.
- [88] R. Ferreira and G. Bastard, "Phonon-assisted capture and intradot Auger relaxation in quantum dots," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, p. 2818, 1999.
- [89] D.G. Deppe and H. Huang, "Rate equation model for nonequilibrium operating conditions in a self-organized quantum-dot laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, p. 691, 2001.
- [90] L.V. Asryan and R.A. Suris, "Inhomogeneous line broadening and the threshold current density of a semiconductor quantum dot laser," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 11, p. 554, 1996.
- [91] D. Leonard, M. Krishnamurthy, C.M. Reaves, S.P. Denbaars, and P.M. Petroff, "Direct Formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs-Surfaces," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, p. 3203, 1993.
- [92] J. Cibert et al., "Optically detected carrier confinement to one and zero dimension in GaAs quantum well wires and boxes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 49, p. 1275, 1986.
- [93] I.N. Krastanow and L. Stranski, "Die orientierte Ausscheidung von Ionenkristallen aufeinander vom Standpunkt der Kristallwachstumstheorie," *N. Jahrb. Min. Beil. Bd. (A)*, vol. 74, p. 304, 1938.
- [94] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, P.S. Kop`ev, and D. Bimberg, "Spontaneous Ordering of Arrays of Coherent Strained Islands," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, p. 2968, 1995.
- [95] Y. Ebiko et al., "Island size scaling in InAs/GaAs self-assembled quantum dots," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, p. 2650, 1998.
- [96] M. Hopkinson et al. (2005) Quantum dots for optoelectronics. NanoUB Tutorial.
- [97] Y.C. Xin et al., "1.3- $\mu\text{m}$  quantum-dot multisection superluminescent diodes with extremely broad bandwidth," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, p. 501, 2007.
- [98] Z.Y. Zhang, Q. Jiang, I.J. Luxmoore, and R.A. Hogg, "A p-type-doped quantum dot superluminescent LED with broadband and flat-topped emission spectra obtained by post-growth intermixing under a GaAs proximity cap," *Nanotechnology*, vol. 20, p. 055204, 2009.
- [99] W. Li, R. Ronkko, A. Rydefalk, P. Poyhonen, and M. Pessa, "Superluminescent diodes at 1.55  $\mu\text{m}$  based on quantum-well and quantum-dot active regions," *Proc. SPIE*, vol. 5739, p. 116, 2005.

- 
- [100] Z.Y. Zhang et al., "A novel application to quantum dot materials to the active region of superluminescent diodes," *J. Cryst. Growth*, vol. 243, p. 25, 2002.
- [101] S.K. Ray et al., "Broad-band superluminescent light-emitting diodes incorporating quantum dots in compositionally modulated quantum wells," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, p. 58, 2006.
- [102] A.R. Kovsh et al., "Lasing at a wavelength close to 1.3  $\mu\text{m}$  in InAs quantum-dot structures," *Semiconductors*, vol. 33, p. 929, 1999.
- [103] D.B. Malins et al., "Time-resolved carrier dynamics and the quantum confined Stark effect in a bilayer quantum dot waveguide at 1340 nm," in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, 2008, p. CWA3.
- [104] L. Li, M. Rossetti, A. Fiore, and G. Patriarche, "1.43  $\mu\text{m}$  InAs bilayer quantum dot lasers on GaAs substrate," *Electron. Lett.*, vol. 42, p. 638, 2006.
- [105] M. Grundmann and D. Bimberg, "Gain and threshold of quantum dot lasers: Theory and comparison to experiments," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, p. 4181, 1997.
- [106] Z.I. Alferov and R.F. Kazarnikov, "Semiconductor laser with electrical pumping," 181737, 1963.
- [107] T.L. Paoli, R.L. Thornton, R.D. Burnham, and D.L. Smith, "High-power multiple-emitter AlGaAs superluminescent diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 47, p. 450, 1985.
- [108] T.R. Chen et al., "Quantum well superluminescent diode with very wide emission spectrum," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, p. 1345, 1990.
- [109] E. Feltin et al., "Broadband blue superluminescent light-emitting diodes based on GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, p. 081107, 2009.
- [110] H. Groiss et al., "Size control and midinfrared emission of epitaxial PbTe/CdTe quantum dot precipitates grown by molecular beam epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p. 222106, 2007.
- [111] Z.Y. Zhang et al., "High-power quantum-dot superluminescent LED with broadband drive current-insensitive emission spectra using a tapered active region," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 20, p. 782, 2008.
- [112] C. Holtmann, P.A. Besse, and H. Melchior, "High power superluminescent diodes for 1.3  $\mu\text{m}$  wavelengths," *Electron. Lett.*, vol. 32, p. 1705, 1996.
- [113] Y.C. Yoo, I.K. Han, and J.I. Lee, "High power broadband superluminescent diodes with chirped multiple quantum dots," *Electron. Lett.*, vol. 43, p. 1045, 2007.
- [114] P.D.L. Greenwood et al., "Tuning superluminescent diode characteristics for optical coherence tomography systems by utilizing a multicontact device incorporating wavelength-modulated quantum dots," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 53, p. 757, 2009.
- [115] Z. Zang et al., "High-Power (110 mW) Superluminescent Diodes by Using Active Multimode Interferometer," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 22, p. 721, 2010.
- [116] Z.Y. Zhang, R.A. Hogg, B. Xu, P. Jin, and Z.G. Wang, "Realization of extremely broadband quantum-dot superluminescent light-emitting diodes by rapid thermal-annealing process," *Opt. Lett.*, vol. 33, p. 1210, 2008.
- [117] S. Rüggeberg, "Untersuchungen zu externen Resonatorkonfigurationen eines Quantenpunkt Halbleiterlasers," TU Darmstadt, Darmstadt, Diplomarbeit 2010.
- [118] O. Gräff, "Untersuchungen zur Optimierung der Fasereinkopplung einer Superlumineszenzdiode," TU Darmstadt, Darmstadt, Bachelorarbeit 2008.
- [119] U.A. Abdullin et al., "Formation of spatial coherence of superluminescence in a dispersive medium," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 5, p. 526, 1975.
- [120] C.K. Hitzenberger, M. Danner, W. Drexler, and A.F. Fercher, "Measurement of the spatial coherence of superluminescent diodes," *J. Mod. Opt.*, vol. 46, p. 1763, 1999.
- [121] M. Jedrzejewska-Szczerska, "Shaping coherence function of sources used in low-coherent measurement techniques," *Eur. Phys. J. Special Topics*, vol. 144, p. 203, 2007.



- 
- [122] R. Glauber, "Photon correlations," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 10, p. 84, 1963.
- [123] B.R. Mollow, "Two photon absorption and field correlation functions," *Phys. Rev.*, vol. 175, p. 1555, 1968.
- [124] Y. Takagi, T. Kobayashi, K. Yoshihara, and S. Imamura, "Multiple-and single-shot autocorrelator based on two-photon conductivity in semiconductors," *Opt. Lett.*, vol. 17, p. 658, 1992.
- [125] J.M. Roth, T.E. Murphy, and C. Xu, "Ultrasensitive and high-dynamic-range two-photon absorption in a GaAs photomultiplier tube," *Opt. Lett.*, vol. 27, p. 2076, 2002.
- [126] F. Boitier et al., "Second order coherence of broadband down-converted light on ultrashort time scale determined by two photon absorption in semiconductor," *Opt. Express*, vol. 18, p. 20401, 2010.
- [127] K. Mogi, K. Naganuma, and H. Yamada, "A novel real-time measurement method for ultrashort optical pulses," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 27, p. 2078, 1988.
- [128] M. Rossetti, P. Bardella, and I. Montrosset, Private Korrespondenz, 2009.
- [129] M. Rossetti et al., "Characterization and Modeling of Broad Spectrum InAs–GaAs Quantum-Dot Superluminescent Diodes Emitting at 1.2–1.3 $\mu\text{m}$ ," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 43, p. 676, 2007.
- [130] M. Dommermuth, "Untersuchungen von Quantenpunkt-Superlumineszenz-Dioden im Bereich niedriger Leistungen," TU Darmstadt, Bachelorthesis 2009.
- [131] S. Hartmann, "Untersuchungen zum Emissionsverhalten von Quantenpunkt-Superlumineszenz-Dioden bei kleinsten Leistungen," TU Darmstadt, Bachelorthesis 2010.
- [132] J. Hu, L. Yang, and M.W. Shin, "Electrical, optical and thermal degradation of high power GaN/InGaN light-emitting diodes," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 4, p. 1, 2008.
- [133] J. Kaiser, "Untersuchungen zum Polarisations- und Quantenrauschverhalten von oberflächenemittierenden Halbleiterlasern mit Vertikalresonator," TU Darmstadt, Darmstadt, Diplomarbeit 2000.
- [134] M. Blazek, "Intensitätsrauschen von Quantenpunkt-Superlumineszenz Lichtemittierenden Dioden," TU Darmstadt, Darmstadt, Diplomarbeit 2006.
- [135] H.P. Yuen and V.W.S. Chan, "Noise in homodyne and heterodyne detection," *Opt. Lett.*, vol. 8, p. 177, 1983.
- [136] E.V. Andreeva, M.V. Shramenko, and S.D. Yakubovich, "Effect of optical feedback on the output parameters of quantum-well superluminescent diodes," *Quantum Electron.*, vol. 37, p. 443, 2007.
- [137] E.V. Andreeva, M.V. Shramenko, and S.D. Yakubovich, "Double-pass superluminescent diode with tapered active channel," *Quantum Electron.*, vol. 32, p. 112, 2002.
- [138] Y. Zhang, M. Sato, and N. Tanno, "Resolution improvement in optical coherence tomography by optimal synthesis of light-emitting diodes," *Opt. Lett.*, vol. 26, p. 205, 2001.
- [139] A.C. Akcay, J.P. Rolland, and J.M. Eichenholz, "Spectral shaping to improve the point spread function in optical coherence tomography," *Opt. Lett.*, vol. 28, p. 1921, 2003.
- [140] M. Blazek et al., "Coherence function control of Quantum Dot Superluminescent Light Emitting Diodes by frequency selective optical feedback," *Opt. Express*, vol. 17, p. 13365, 2009.
- [141] Exalos, "Datenblatt EBS8C10," Exalos AG, Schlieren, Schweiz, Measurement report 2011.
- [142] S. Shin, U. Sharma, H. Tu, W. Jung, and S. A. Boppart, "Characterization and Analysis of Relative Intensity Noise in Broadband Optical Sources for Optical Coherence Tomography," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 22, p. 1057, 2010.
- [143] W.E. Elsässer et al., "Picosecond pulse generation in a GaAs/ GaAlAs single : quantum well laser at the first and second subband transition," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, p. 966, 1992.
- [144] M. Rossetti, "Realization and study of InAs/GaAs quantum dot superluminescent diodes emitting at 1.3 $\mu\text{m}$ ," EPFL, Lausanne, Dissertation no 3719, 2007.
- [145] A.E. Zhukov et al., "Negative characteristic temperature of InGaAs quantum dot injection laser,"

- 
- Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, p. 4216, 1997.
- [146] M. Blazek, S. Hartmann, A. Molitor, and W. Elsaesser, "Unifying intensity noise and second-order coherence properties of amplified spontaneous emission sources," *Opt. Lett.*, vol. 36, p. 3455, 2011.
- [147] A.M. Yaglom, "Einstein's 1914 Paper on the theory of irregularly fluctuating series of observations," *IEEE ASSP Magazine*, p. 7, 1987.
- [148] Y. Zhao et al., "Spontaneous emission factor for semiconductor superluminescent diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 85, p. 3945, 1999.



---

## 10. Publikationsliste

---

### Publikationen in Fachzeitschriften

- M. Blazek, W. Elsässer, “Emission state hierarchy governed coherence and intensity noise properties of quantum dot superluminescent diodes,” submitted to IEEE JQE (2012).
- M. Blazek, W. Elsässer, “Coherent and thermal light: Tunable hybrid states with second-order coherence without first-order coherence,” Phys. Rev. A. **84**, 063840 (2011).
- A. Molitor, M. Blazek, W. Elsässer, “Tailoring wave chaos in vertical-cavity surface-emitting lasers via polarization control,” Opt. Lett. **36**, 3777 (2011).
- M. Blazek, S. Hartmann, A. Molitor, W. Elsässer, “Unifying intensity noise and 2<sup>nd</sup>-order coherence properties of amplified spontaneous emission sources,” Opt. Lett. **36**, 3455 (2011).
- A. Molitor, M. Blazek, J.M. Ostermann, R. Michalzik, P. Debernardi, W. Elsässer, “Investigations on the Intensity Noise of Surface Grating Relief VCSELs,” IEEE JQE **46**, 554 (2010).
- M. Blazek, W. Elsässer, M. Hopkinson, P. Resneau, M. Krakowski, M. Rossetti, P. Bardella, M. Gioannini, I. Montrosset, “Coherence function control of Quantum Dot Superluminescent Light Emitting Diodes by frequency selective optical feedback,” Opt. Express **17**, 13365 (2009).
- M. Blazek, S. Breuer, T. Gensty, W. Elsässer, M. Hopkinson, K.M. Groom, M. Calligaro, P. Resneau, M. Krakowski, “Intensity noise of ultrabroadband quantum dot light emitting diodes and lasers at 1.3  $\mu\text{m}$ ,” Proc. SPIE, 6603, 66031Y (2007).

### Beiträge zu Tagungen und Konferenzen

- M. Blazek, W. Elsässer, “Hybrid coherent light in temperature-tuned Quantum Dot superluminescent diodes,” CLEO Europe 2011, München (2011).
- M. Blazek, W. Elsässer, “Intensity noise behavior of multiplexed superluminescent light emitting diodes,” Summerschool SUSSP 66, Edinburgh, England (2010).
- M. Blazek, W. Elsässer, “Intensity noise behavior of multiplexed superluminescent light emitting diodes,” SIOE 2010, Cardiff, England (2010).
- M. Blazek, W. Elsässer, M. Hopkinson, P. Resneau, M. Krakowski, “Controlling the coherence properties of Quantum Dot Superluminescent Light Emitting Diodes via frequency selective optical feedback,” CLEO Europe 2009, München (2009).
- A. Molitor, M. Blazek, J.M. Ostermann, R. Michalzik, W. Elsässer, “Intensity noise of polarisation stabilized VCSELs,” Frühjahrstagung DPG, Hamburg (2009).
- M. Blazek, W. Elsässer, M. Hopkinson, M. Krakowski, “Quantum Dot Superluminescent Light Emitting Diodes: Ideal Blackbody radiators?,” Frühjahrstagung DPG, Berlin (2008).
- M. Blazek, W. Elsässer, M. Hopkinson, M. Krakowski, “Intensity noise of ultrabroadband quantum dot light emitting diodes at 1.3  $\mu\text{m}$ ,” WE-Heraeus Sommerschule, Bad Honnef (2007).

- 
- M. Blazek, S. Breuer, T. Gensty, W. Elsässer, M. Hopkinson, K.M. Groom, M. Krakowski, "Intensity noise of ultrabroadband quantum dot LEDs at  $1.3\mu\text{m}$ ," SPIE Fluctuations and Noise, Florenz, Italien (2007).
  - M. Blazek, S. Breuer, T. Gensty, W. Elsässer, M. Hopkinson, K.M. Groom, M. Calligaro, P. Resneau, M. Krakowski, "Intensity noise of Quantum Dot-Superluminescent LEDs and Lasers at  $1.3\mu\text{m}$ ," PHASE 2007, Metz, Frankreich (2007).
  - M. Blazek, S. Breuer, T. Gensty, W. Elsässer, "Intensity noise of Quantum Dot Superluminescent Light Emitting Diodes," WE-Heraeus-Seminar, Bad Honnef (2006).
  - M. Blazek, J. Kaiser, W. Elsässer, "Intensity noise of ultrabroadband Quantum Dot Superluminescent light emitting diodes, Frühjahrstagung DPG, Dresden (2006).

---

## 11. Danksagung

---

Mein herzlicher Dank gilt allen die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben. Hervorheben möchte ich hier:

- Herrn Prof. Dr. Wolfgang Elsässer für die Betreuung meiner Doktorarbeit, das mir entgegengebrachte Vertrauen, die Begeisterungsfähigkeit für wissenschaftliche Fragestellungen und die Unterstützung beim Erreichen ambitionierter Ziele.
- Die Partner des EU-Projekts Nano-UB sources. Einerseits Prof. Mark Hopkinson und Dr. Michel Krakowski für die technologische Unterstützung und Bereitstellung der SLD-Strukturen. Andererseits aber auch Dr. Mattia Rossetti und Prof. Ivo Montrosset für die Simulation der optischen-Eigenschaften der untersuchten QP-SLDs.
- Herrn Dr. Joachim Kaiser für die ehrenamtliche Beratung in fachlichen und personellen Angelegenheiten und den Blick fürs Wesentliche.
- Herrn Dipl. Phys. Andreas Molitor für die fachlichen Diskussionen und die angenehme Büroatmosphäre.
- Herrn Dipl. Phys. Dominik Blömer für seine konstruktiven Verbesserungsvorschläge bei Probenvorträgen und Manuskripten.
- Die zahlreichen Bachelor-, Master-Studenten und Diplomanden, die ich im Rahmen meiner Doktorarbeit betreuen durfte. Besonderer Dank gilt Sébastien Hartmann für seine Unterstützung bei den TPA-Messungen.
- Herrn Dipl. Ing. Wolfgang Rök für die kompetente und stets unterhaltsame Beratung in elektronischen Fragen.
- Herrn Lothar Kalbfleisch und seinen Mitarbeitern in der feinmechanischen Werkstatt für die unkomplizierte und rasche Durchführung der gewünschten Arbeiten.
- Die gesamte Arbeitsgruppe Halbleiteroptik für das angenehme Arbeitsklima und die gemütlichen Plauderrunden.
- Die IAP Jogger für ihren ungebrochenen Siegeswillen und ihre Leistungsbereitschaft.
- Sämtlichen Betreuern in der Optikabteilung des physikalischen Grundpraktikums.
- Herrn Prof. Dr. Thomas Walther für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Meiner Familie danke ich für den bedingungslosen Rückhalt, das Verständnis und die glücklichen Momente der vergangenen Jahre.

---

## 12. Lebenslauf

---

Martin Blazek  
Lauteschlägerstr. 1  
64289 Darmstadt

Geburtsdatum : 17.06.1981  
Geburtsort: Hanau  
Staatsangehörigkeit: deutsch

seit 01/2007                      Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Promotionsstudent in der AG  
Halbleiteroptik am Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt

12/2006                              Physikdiplom in der Arbeitsgruppe Halbleiteroptik an der TU Darmstadt.  
Diplomarbeitsthema: Intensitätsrauschen von Quantenpunkt-  
Superlumineszenz Lichtemittierenden Dioden

10/2006 - 10/2001                Physikstudium an der TU Darmstadt

04/2001 - 07/2000:               Grundwehrdienst in PzPiKp 140 in Stadtallendorf

07/2000 - 07/1991:               Abitur, Kopernikusschule, Freigericht

---

# Erklärung zur Dissertation

---

Hiermit versichere ich die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht worden. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 10. Januar 2012

(Martin Blazek)